

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.com

П. С. КУДРЯВЦЕВ

ИСТОРИЯ ФИЗИКИ



П. С. КУДРЯВЦЕВ

ИСТОРИЯ ФИЗИКИ

ТОМ



ОТ ОТКРЫТИЯ КВАНТ
ДО СОЗДАНИЯ КВАНТОВОЙ
МЕХАНИКИ

(1900—1925)

Предисловие	5	Глава шестая. Победа кинетической атомистики	97
Глава первая. Физика в начале XX века	7	Вступительные замечания. Статистическая физика в начале XX столетия. Броуновское движение.	
Новое и старое. Нобелевские премии. Возраст физиков. Физика и техника. Милитаризация науки.		Глава седьмая. Электроника и радио-активность	109
Глава вторая. Теория эфира и материи на пороге XX столетия . . .	17	Исследования Д. Д. Томсона. Радио-активность. Определение заряда электрона. Вопрос о субэлектроне. Электроника. Камера Вильсона. Космические лучи. Радиохимия.	
Идеи Лоренца и Лармора. Теория Лоренца. Теория Лармора. Механический и электромагнитный эфир.		Глава восьмая. Возникновение атомной и квантовой физики	140
Глава третья. Решение проблемы электродинамики движущихся сред .	36	Вступительные замечания	
Электродинамика движущихся сред Лоренца. Электромагнитная масса. Теория Пуанкаре. Теория Эйнштейна. Опыт Кауфмана. Опыт Бухерера.		Доборовские представления о строении атома	
Глава четвертая. Развитие теории относительности	58	Идеи Стонея. Эффект Зеемана. Рентгеновские лучи. Атом Томсона. Рассеяние рентгеновских лучей.	
Пространство и время. Неевклидова геометрия. Критика основ ньютоновской динамики. Релятивистская динамика. Теория Минковского. Теория относительности и механическое мировоззрение.		Развитие теории квантов	
Глава пятая. Тяготение	79	Проблема черного излучения. Новый этап в развитии квантовой теории (1905—1909). Квантовая теория в 1910—1913 гг.	
Состояние проблемы тяготения в начале XX века. Принципы эквивалентности. Первые следствия принципа эквивалентности. Создание общей теории относительности. Основные идеи теории Эйнштейна.		Глава девятая. Излучения и их взаимодействия с веществом	184
		Рассеяние катодных лучей веществом. Прохождение α -частиц через вещество. Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц. Первые идеи Бора. Положительные лучи. Идеи Брэгга о природе рентгеновских лучей. Интерференция рентгеновских лучей. Исследования Брэггов и Вульфа. Рентгено-спектроскопия.	

Глава десятая. Спектры и теория атома Бора	210	диофизика. Опыты Франка и Герца. Теория Зоммерфельда. Адиабатическая гипотеза. Световые кванты Эйнштейна.	
Спектральные серии. Идея о происхождении спектров. Теория Бора. Развитие теории Бора. Модели Томсона и Конвея. Эффект Штарка.			
Глава одиннадцатая. Возникновение теории твердого тела	236	Глава четырнадцатая. Развитие ядерной физики (1918—1925)	338
Развитие кристаллографии. Тепловые и механические свойства твердых тел. Электропроводность металлов. Магнетизм. Магнитомеханические эффекты. Магнитооптические эффекты. Дизлектрики. Дисперсия.		Восстановление научных связей, нарушенных войной. Успехи ядерной физики. Изотопы. Структура ядра. Расщепление ядер. Другие работы по ядерной физике.	
Глава двенадцатая. Физика в России в начале XX века	268	Глава пятнадцатая. Развитие атомной физики (1918—1925)	361
Вступительные замечания. Борьба В. И. Ленина с махизмом. Теория отражения. Изменения в физической картине мира. П. Н. Лебедев и его школа. Дмитрий Сергеевич Рождественский. Абрам Федорович Иоффе. Леонид Исаакович Мандельштам.		Развитие теории Бора. Принцип соответствия. Экспериментальные доказательства квантовых свойств. Опыты Штерна и Герлаха. Эффект Комптона. Модели атомов. Многоэлектронные атомы. Теория периодической системы. Обзор успехов теории Бора в 1918—1923 гг. Кризис теории Бора. Квантовая теория дисперсии. Опровержение теории Бора, Крамера, Слэтера. Идея де Бройля. Статика Бозе. Начало новой эпохи в физике. Формирование квантовой механики. Развитие ядерной физики.	
Глава тринадцатая. Физика в годы первой мировой войны (1914—1918) .	305	Литература	411
Физика и война. Радиотехника и ра-		Указатель имен	415

Изложить историю физики XX столетия — задача непосильная для одного человека. Физика наших дней так разрослась и усложнилась, что следить даже за развитием узкой области ее становится трудным делом. Специалисты же, работающие в различных областях, подчас не понимают друг друга. Поэтому задача написания истории физики XX в. может быть решена только большим коллективом специалистов. Но при этом возникает трудность в виде реальной возможности за деревьями не увидеть леса, т. е. всего процесса развития физической науки. С другой стороны, современники не обладают необходимой исторической перспективой, чтобы оценить факты и определить их историческое значение. Существует весьма распространенное и вполне обоснованное мнение, что современники не могут писать историю своего времени, и в силу этого необходимо остановиться на каком-то рубеже.

Все эти соображения и заставили автора предлагаемой книги сузить и ограничить свою задачу. В книге рассматривается только история физики первой четверти XX столетия, изложение доводится до открытия квантовой механики. С другой стороны, и в этих хронологических рамках внимание автора было сосредоточено только на ведущих направлениях физического исследования, прежде всего на истории релятивистской и атомной физики. Многие важные разделы физики остались в стороне.

В первоначальный вариант рукописи входила глава, посвященная становлению советской физической науки. Однако обширный материал этой главы выходил за рамки настоящей книги, и было признано целесообразным осветить этот важный этап в развитии отечественной науки в отдельной книге.*

Этим томом завершается работа автора над историей физики, начатая много лет назад. Казалось бы, можно испытать чувство удовлетворения, закончив многолетний труд. Но автор ясно видит, как слаб и несовершенен его труд по сравнению с грандиозным зданием современной физической науки. История построения этого здания, адекватная мастерству и упорству строителей, все еще остается ненаписанной. Но,

* См. «Основатели советской физики». М., «Просвещение», 1970.

может быть, мысли и факты, содержащиеся в этой книге, в какой-то мере послужат делу создания такой истории.

В заключение автору хочется выразить свою искреннюю благодарность рецензентам рукописи: доктору физико-математических наук, действительному члену Международной Академии истории наук А. Т. Григорьяну, доктору физико-математических наук, профессору Московского университета Б. И. Спасскому, старшему научному сотруднику Института истории естествознания и техники АН СССР О. А. Лежневой, чьи критические замечания помогли автору в его работе над рукописью.

Когда автор много лет назад начинал свою работу по истории физики, не было недостатка в скептических голосах и сомнениях. Вот почему такое огромное, неоценимое значение для автора имела поддержка, оказанная ему его учителями по Московскому университету и прежде всего ныне покойными академиком С. И. Вавиловым и профессором Л. К. Тимирязевым. Да будет позволено мне вспомнить их словами горячей признательности при завершении многолетнего труда.

П. Кудрявцев

ФИЗИКА В НАЧАЛЕ XX ВЕКА

НОВОЕ И СТАРОЕ

Выступая 22 сентября 1899 г. с докладом о развитии методов теоретической физики, Больцман заканчивал его словами, полными гордости за работу физиков в уходящем столетии: «Все же столетие поработало достаточно. Оно завещает грядущему неожиданное изобилие положительных фактов и великолепную прозрачность и ясность методов. Военный спартанский хор призывает молодежь: будьте еще более мужественными, чем мы! И когда мы, следуя старому обычаю, приветствуем благословениями новое столетие, то с гордостью, равной спартанской, желаем ему: пусть оно будет еще более величественным и значительным, чем уходящее!» *

Когда Больцман говорил эти слова, Эйнштейну было 20 лет, а Бору всего лишь 14. Никто, в том числе и сам Больцман, и не подозревал, что грядущее столетие не только умножит «неожиданное изобилие» фактов, но и откроет поистине неожиданные факты, не находящие себе аналогов в прошлом,

что это столетие не только усвоит «прозрачность и ясность» теоретических методов классической физики, но и создаст новые методы теоретического анализа, ломающие привычные представления. Ни Больцман, ни кто-либо другой не подозревал, что с XX столетием физика вступила в революцию. Эта революция зарождается в старых формах, унаследованных от XIX столетия, физическая литература разбирается в реферативных журналах на привычные рубрики: общая физика, акустика, электричество и магнетизм, оптика, к которым присоединяются разделы, посвященные физической химии и космической физике, т. е. астрофизике, метеорологии, геофизике и физической географии. В этих разделах трудно выделить зарождающуюся атомную физику, электронику и теорию относительности, которым в следующие годы предстоит полностью преобразовать физическую науку и совершить в ней революцию небывалых масштабов; кажется, что все идет в «нормальных» рамках классической физики, неторопливыми темпами. Число работ, публикуемых в

* L. Boltzmann. Populäre Schriften. Leipzig 1905, p. 227.



В. К. Рентген — первый лауреат Нобелевской премии по физике.



Якоб вант Гофф — первый Нобелевский лауреат по химии.

научных журналах, незначительно колеблется вокруг средней цифры 3000—3500 в год, и армия физиков не превышает этой цифры. Имена реформаторов и лидеров новой физики тонут в массе забытых и полузабытых ныне имен. Они, эти забытые и полузабытые физики выполняют всю черновую работу, проводят эксперименты и измерения, их работы рисуют лицо физики как эмпирической науки по преимуществу.

Новая физика пробивалась в плотной оболочке работ, выполненных в старом «классическом» духе, несмотря на то что объектом этих работ в ряде случаев были новые явления. Но, работая старыми методами, экспериментальная физика нащупывала свойства загадочного микромира.

Сцинтилляционный счетчик Крукса, конденсатор Милликена, камера Вильсона, ионизационные камеры и счетчики Гейгера, метод парабол Томсона, рентгеноспектроскопия Лауэ и Брэггов — все эти знаменитые достижения физического эксперимента начала XX столетия составили надежный фундамент будущей ядерной и атомной физики. Опираясь на теоретические работы Планка и Эйнштейна и экс-

перименты Резерфорда, Бор дерзнул создать квантовую модель атома, направив тем самым физическую мысль на новый неизведанный путь. Перед началом мировой войны смелые идеи Бора о квантовых состояниях атома нашли экспериментальное подтверждение в классических опытах Франка и Герца, а электронный пучок в лампе с тремя электродами впервые заработал в электронном генераторе незатухающих колебаний. Под грохот пушек на полях Европы Зоммерфельд развивал теорию Бора, Эйнштейн создавал общую теорию относительности и теорию фотонов, а в самом огне сражений рождалась электронная радиотехника и ультразвука. Так началась научная революция XX в.

НОБЕЛЕВСКИЕ ПРЕМИИ

Вызревание этой революции можно проследить, анализируя итоги присуждения Нобелевских премий в 1901—1917 гг. Эти премии названы так по имени умершего в 1896 г. шведского капиталиста, изобретателя динамита Альфреда Нобеля, завещавшего часть своего капитала на образование фонда,



*М. Склодовская-Кюри —
дважды лауреат
Нобелевской премии
по физике и химии.*

Н. Бор и И. П. Павлов.

«проценты с которого ежегодно будут даваемы в виде премии тем, кто за истекший год принес наибольшую пользу человечеству». Завещатель учредил пять премий: «одна часть тому, кто сделал наиболее важное открытие или изобретение в области физики, одна часть тому, кто сделал наиболее важное открытие или усовершенствование в области химии, одна часть тому, кто сделал наиболее важное открытие в области физиологии или медицины, одна часть тому, кто написал самое выдающееся литературное произведение в идеальном духе, и одна часть тому, кто наиболее и наилучше работал для братства народов, для устранения или уменьшения постоянных армий и для устройства и распространения конгрессов мира»*.

Премии начали присуждаться Шведской Академией наук с 1901 г. Первую премию по физике в 1901 г. получил немецкий физик Вильгельм Конрад Рентген за открытие Х-лучей, первую премию по химии в том же году получил голландский

физик и химик Якоб вант-Гофф за исследования по химической динамике и осмотическому давлению.

За первые семнадцать лет премии по физике и физической химии были присуждены 25 ученым, причем Мария Склодовская-Кюри получила премию дважды: по физике и химии. В числе нобелевских лауреатов 6 англичан, 6 немцев, 5 голландцев, 4 француза, 2 шведа, 1 американец и 1 итальянец. Русские нобелевские лауреаты были представлены физиологами. Знаменитый русский физиолог Иван Петрович Павлов получил Нобелевскую премию по физиологии в 1904 г. за свой труд «Лекции о работе главных пищеварительных желез». Выдающийся русский эмбриолог Илья Ильич Мечников за свои исследования по фагоцитозу получил Нобелевскую премию по медицине в 1908 г.

Статистика первых Нобелевских премий показывает, что ведущую роль в научном прогрессе начала XX в. играли две европейские страны: Англия и Германия. Англо-германское экономическое и политическое соперничество, приведшее в конечном счете к первой мировой вой-

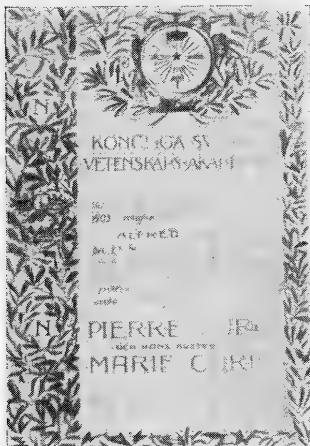
* Цитировано по журналу «Вестник опытной физики и элементарной математики», XXII семестр, 1897.

не, нашло свое отражение и в научном соревновании этих стран.

Вместе с тем список нобелевских лауреатов показывает, что ведущей тематикой физики уже являются вопросы атомной и электронной физики. Радиоактивность, рентгенофизика, электронная физика доминируют среди научных открытий, удостоенных Нобелевской премии.

Нобелевскими лауреатами стали пионеры ядерной физики: Д. Д. Томсон, А. Беккерель, П. и М. Кюри, Э. Резерфорд. Электронная и атомная физика представлены В. Рентгеном, Г. Лоренцом, П. Зеemanом, Ф. Ленардом, М. Лауэ, У. Г. Брэггом и У. Л. Брэггом, Ч. Баркля. Но квантовая теория и теория относительности еще ждут своего признания. М. Планк, Н. Бор, А. Эйнштейн становятся лауреатами после окончания первой мировой войны.

*Нобелевский диплом
Пьера и Марии Кюри.*



ВОЗРАСТ ФИЗИКОВ

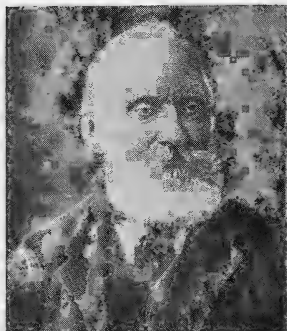
Самым старым из нобелевских лауреатов 1901—1917 гг. является ван дер Ваальс. Он родился в 1837 г., и ему в год присуждения премии исполнилось 73 года. Это деятель прошлого классического периода физики. За ним идет Рэлей, которому в год получения премии исполнилось 62 года.

В 1845 г. родились Рентген и Липпман. Поколение 50-х годов представлено именами Ф. Брауна, А. Беккереля, А. Майкельсона, Х. Каммерлинг-Онеса, Г. Лоренца, Д. Томсона, П. Кюри. Из поколения 60-х годов нобелевскими лауреатами были Ф. Ленард, У. Г. Брэгг, В. Вин, П. Зеeman, Мария Склодовская-Кюри, 70-е годы представлены Маркони, Баркля, Лауэ. Самым молодым лауреатом был сын У. Г. Брэгга, У. Л. Брэгг, которому в момент присуждения премии было всего 25 лет (родился в 1890 г.). Физика 1901—1917 гг. делается главным образом поколением 50-х и 60-х годов. Но уже проявило себя и поколение 70-х годов, к которому относятся Резерфорд (1871) и Эйнштейн (1879). В физике наступила эпоха молодых. У. Л. Брэгг стал лауреатом в 25 лет, Эйнштейн создал теорию относительности в 26 лет, Бор — квантовую теорию атома в 28 лет.

Это «омоложение» физиков — процесс, весьма характерный для новой научной революции. Первая научная революция XVI—XVII вв. создавалась зрелыми людьми. Копернику было 70 лет и он лежал на смертном одре, когда вышло в свет его революционное творение, Кеплер произвел революцию в астрономии в возрасте 38—48 лет, Галилей вступил в борьбу за систему Коперника, когда ему исполнилось 46 лет, и, наконец, великие «Начала» Ньютона появились, когда их автору было 45 лет. Создатели новой физики XX в. Резерфорд, Эйнштейн и Бор заявили о себе до истечения тридцатилетнего возраста. Еще бо-

лее молодыми вступают в науку их преемники и ученики. Эйнштейн даже писал в связи с самоубийством физика-теоретика Эренфеста о «конфликте совести», который «не щадит ни одного профессора, перевалившего за пятьдесят». Основное содержание этого конфликта по Эйнштейну — «трудность приспособления к новым идеям для людей, которым перевалило за полвека»*. Первая научная революция не знала этого конфликта. Новые идеи развивались неторопливо, и старый Ньютон без труда решил вариационную задачу, предложенную молодым Иоганом Бернулли. Проблема приспособления к новым идеям для деятелей первой научной революции не существовала. Но уже в XIX в. отчетливо обозначались противоречия старого и молодого поколений ученых. Закон сохранения энергии казался неприемлемым старому поколению ученых, и только молодое поколение рождения 20-х годов — Майер, Гельмгольц, Джоуль, В. Томсон, Клаузиус усвоили и развили новые идеи. В связи с этим интересным обстоятельством Планк писал: «Великая научная идея редко внедряется путем постепенного убеждения и обращения своих противников, редко бывает, что «Савл становится Павлом». В действительности дело происходит так, что оппоненты постепенно вымирают, а растущее поколение с самого начала осваивается с новой идеей — пример того, что будущее принадлежит молодежи»**.

Конечно, эту мысль Планка нельзя понимать упрощенно в том смысле, что старое поколение физиков вообще становится невосприимчивым к новому. Бор до самого конца своей жизни был проникнут духом нового, неустанно разраба-



В. Томсон (Лорд Кельвин).

тывая методологические принципы квантовой теории.

Безусловно, лозунг «будущее принадлежит молодежи» звучит особенно сильно в современной физической науке, однако (такова диалектика развития науки) как раз необычайно быстрые темпы этого развития приводят в наше время к тому, что грани между «отцами и детьми» в науке как бы стираются. Тем не менее «смена поколений» имеет место и в современной физике. Эту смену легко проследить в рассматриваемый период. В начале нового века сходят со сцены представители старой физики, на чьих глазах и при чьем непосредственном участии создавались классическая термодинамика и электродинамика, кто пережил крушение теплорода и открытие закона сохранения энергии. Здесь прежде всего надо упомянуть скончавшегося в 1903 г. престарелого Джорджа Стокса, знаменитого Вильяма Томсона (лорда Кельвина) замечательного ирландского физика Джонстона Стоуна, нашего физика Ф. Ф. Петрушевского. С ними уходила в прошлое целая эпоха физики, физика «строгой эмпирии» и механисти-

* Цит. по кн.: Б. Г. Кузнецов. Эйнштейн. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 282.

** «Макс Планк. 1958—1959». Сборник к 100-летию со дня рождения Макса Планка. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 52.

ческого миропонимания. Эта физика как небо от земли отличается от физики, создаваемой поколением 80-х годов: А. Эйнштейном, Н. Бором, М. Борном, М. Лауэ, А. Ф. Иоффе и др. Переход к новой физике наметился уже в работах поколения 50-х годов Г. А. Лоренца, А. Майкельсона, А. Беккереля, М. Планка, П. Кюри, Д. Д. Томсона, Дж. Лармора и физиков последующих поколений. Любопытно наблюдать в творчестве и мировоззрении названных физиков борьбу старого и нового.

ФИЗИКА И ТЕХНИКА

Другой особенностью истории физики 1901—1917 гг. является рост связей между физикой и техникой. Несмотря на то что в физике все больший и больший вес приобретают теоретические исследования (а может быть, и благодаря этому обстоятельству), физика все глубже проникает в технику, является одним из существенных факторов технического прогресса. Начало превращения науки, и прежде всего физики, в могучую производительную силу приходится на этот период. Наука оплодотворяет технику, обогащает ее новыми идеями, открывает новые направления технического прогресса. Развитие молодой отрасли техники — радиотехники, возникшей в XX столетии, яркое доказательство этого положения. Вместе с тем техника вооружает науку мощными техническими средствами, позволяющими науке решать все более сложные и глубокие задачи. Техника «индустриализует» науку, выводит ее из той «ремесленной» фазы, которая так характерна для фарадеевской эпохи физики, когда, по выражению Франклина, от физика требовалось умение пилить буравчиком и строгать пилой. Скромные личные лаборатории физиков, «кустарей-одиночек» заменяются крупными лабораториями и институтами. Вместе с

«индустриализацией» идет процесс «коллективизации» науки. На смену одиночкам («избранным умам», по выражению Больцмана) идут научные школы. Чутко воспринимавший новые явления в развитии науки великий русский физик П. Н. Лебедев писал за год до своей преждевременной кончины в статье «Русское общество и русские национальные лаборатории»: «Большие физические лаборатории, исключительно предназначенные для научных исследований, уже давно существуют на Западе, в Англии, Германии и Америке. Неуклонно разрабатывая научные вопросы, они, как показал опыт, совершенно невиданным образом обогащают технику»*.

Далее Лебедев, приведя примеры строительства институтов в Западной Европе и Америке и указав на необходимость создания русской национальной физической лаборатории, переходит к вопросу о коллективизме в науке.

«Значительное число занимающихся, — пишет Лебедев, — прежде всего и больше всего является полезным для самой науки и именно для разработки определенных областей ее, которыми задается данная лаборатория и на такую коллективную работу я здесь особенно хотел бы указать.

Решение какого-нибудь крупного научного вопроса и самое научное творчество для лиц, мало знакомых с ходом научных исследований, обыкновенно представляется происходящим как бы скачком, в порыве вдохновения, — и, конечно, безусловно верно, что без вдохновения, без этого бессознательного творчества никакой крупный успех в научной деятельности невозможен, но вдохновение подсказывает только основную мысль, а между нею и ее выполнением у физика, может быть, больше, чем у кого-либо, лежит нередко пропасть, через которую толь-

* П. Н. Лебедев. Собр. соч., М., 1913, стр. 353.

ко с очень большим трудом, иногда лишь через несколько лет подготовительных работ удается перебросить мост: для такого моста приходится собирать материал из ранее опубликованных работ разных ученых, а когда его не хватает, готовить самому или, разбивая задачу на ряд мелких частных вопросов, прибегать к помощи начинающих ученых»*.

Далее Лебедев, основываясь на собственном опыте, показывает, как важна и для начинающего ученого, и для всей лаборатории такая коллективная разработка проблемы, которая, однако, не снижает, а, наоборот, развивает самостоятельность исследователя, «так как, только поощряя самостоятельность в работе, мы достигаем наибольшей научной продуктивности самой лаборатории»**.

«Если, — продолжает Лебедев, — в защиту большого числа работающих нужно приводить еще аргументы, то я укажу и на важное значение общения каждого работающего с большим числом лиц, заинтересованных тем же делом: такое общение ведет к интересному обмену мнений и нередко помогает разобраться со встретившимися затруднениями в работе, пользуясь хорошим советом или указанием»***.

Вместе с тем такое коллективное творчество предполагает наличие планового начала в научных исследованиях и сам Лебедев в этой статье говорит о задачах, объединенных между собой определенным планом****. Все эти новые черты научного исследования: индустриализация, коллективизм, плановое начало — противостоят существу капиталистического строя, основанного на эгоистическом интересе собственника. Наука требует от общества

больших материальных и людских средств, а капиталистическое общество может выделить эти средства только в том случае, если они обещают предпринимателю выгоду. Так возникает новое противоречие внутри капиталистического строя: промышленность не может развиваться без науки, а наука требует таких условий, каких капитализм в полной мере не может обеспечить.

Приведем в связи с этим любопытное высказывание известного американского физика Ирвинга Лэнгмюра, поступившего в 1909 г. в исследовательскую лабораторию «Дженерал электрик компани». В статье, написанной почти на ту же тему, что и цитированная выше статья Лебедева, он писал: «Руководители промышленности, заинтересованные в улучшении технических процессов, часто вполне правильно оценивают важность научных открытий, могущих расширить поле их деятельности. Отсюда они логически приходят к выводу о целесообразности исследовательских лабораторий для решения специальных задач»*. Как видим, в основе таких лабораторий лежит не научный, а прежде всего и больше всего «коммерческий» интерес.

Лэнгмюр отмечает: «...коммерческая постановка дела требует, чтобы технический руководитель предприятия намечал для каждого научного работника определенную программу. Всякие эксперименты, которые не укладываются в рамки такой программы, не встречаются сочувствия у руководителей».

«Такая работа, — продолжает Лэнгмюр, — имеет, однако, свои отрицательные стороны. Редко директор завода может настолько отчетливо предвидеть возможные решения задачи, чтобы наметить хороший план атаки. С другой стороны, хороший научный работник

* П. Н. Лебедев. Собр. соч. М., 1913, стр. 355—356.

** Там же, стр. 359.

*** Там же, стр. 356—357.

**** Там же, стр. 356.

* И. Лэнгмюр. Исследовательские лаборатории в заводских предприятиях. «Научное слово», 1930, № 3, стр. 41.



Лаборатория Пьера и Марии Кюри.

не особенно склонен следовать чужой указке при выборе своих экспериментов. Для него научная любознательность обыкновенно бывает более мощным стимулом, чем погоня за коммерческим интересом»^{*}.

Но такая вещь, как научная любознательность, плохо котируется на капиталистическом рынке. Не случайно поэтому история науки капиталистического общества изобилует трагическими коллизиями, ярко характеризующими положение ученого в этом обществе. Тот же П. Н. Лебедев в статье, посвященной Ломоносову, писал: «...если присмотреться к работе наших выдающихся ученых, то приходится утверждать, что в большинстве случаев были даны крупные исследования не благодаря тем условиям, в которых они работали в России, а вопреки им: личные свойства характера или счастливо сложившиеся обстоятельства помогли им выйти победителями, — и только имена этих немногих победителей, их мысли и их заслуги стали известными в широких

кругах русского общества; но надо было бы спросить тех, кто близко знает ломоносовские условия, в которые поставлены русские ученые исследования и с которыми должна бороться за свое существование русская научная школа, чтобы поверить, какое число уже начатых интересных исследований, как и у Ломоносова, неожиданно обрывается, какое число людей с несомненными проблесками таланта гибнет благодаря им и для науки и для страны: числа эти ужасающие»^{*}.

Но можно возразить, что высказывания Лебедева относятся к царской России, отсталой капиталистической стране, в которой сильны были еще пережитки феодального строя. Можно, однако, привести примеры из истории науки в буржуазной Франции. О том, в каких условиях работали и делали величайшие открытия супруги Кюри, с горечью пишет Мария Склодовская-Кюри.

«Полезно понять, сколько жертв представляет собой подобное существование. Жизнь великого ученого

^{*} И. Лэнгмюр. Исследовательские лаборатории в заводских предприятиях. «Научное слово», 1930, № 3, стр. 41.

^{*} П. Н. Лебедев. Собр. соч. М., 1913, стр. 374—375.

в лаборатории — не спокойная идиллия, как думают многие; она чаще всего упорная борьба с миром, с окружающим и с самим собой ...

За прекрасный дар, который они приносят в лице самих себя, и за громадные услуги, оказанные человечеству, какую же награду предлагает ученым наше общество? Предполагают ли эти служители идеи необходимыми средствами для работы? Имеют ли они достаточно средств, чтоб бороться с нуждой? Пример Пьера Кюри и многих других показывает, что ничего этого нет, и, чтобы завоевать возможность работы, надо сначала потратить свою молодость и силы почти что на добывание насущного хлеба.

Наше общество, где царствует жажда роскоши и богатства, не понимает ценности науки. Оно не представляет себе, что наука — часть его самого драгоценного морального достояния: оно не отдает себе отчета, что наука — основание всякого прогресса, облегчающего человеческую жизнь и уменьшающего страдание. Ни общественные власти, ни великодушные частных лиц не дают в настоящее время науке и ученым той поддержки и субсидий, которые необходимы для работы»*.

Мария Кюри приводит высказывание Пастера, который буквально закликает общество создавать лаборатории, необходимые для научной работы. Не получая сплошь и рядом государственной поддержки, ученый идет на службу капиталистическим фирмам, которые становятся хозяевами его ценных идей и открытий. Мировоззрение ученого находится под контролем господствующих классов, прогрессивно мыслящие ученые нередко подвергаются преследованиям и травле. Приведем, в

частности, пример с выборами во Французскую Академию того же Кюри, которому предпочли кандидата, угодного католической партии, или факт самоубийства Больцмана. Поэтому Ленин с полным основанием утверждал: «...только социализм освободит науку от ее буржуазных пут, от ее порабощения капиталом, от ее рабства перед интересами грязного капиталистического корыстолюбия»*.

МИЛИТАРИЗАЦИЯ НАУКИ

Наиболее мрачным проявлением «грязного капиталистического корыстолюбия» является милитаризация науки. Эта милитаризация науки была связана с подготовкой к мировой войне и самой войной 1914—1918 гг. Уже в 1890 г. Энгельс со всей ясностью указал, что сложившиеся к этому времени две крупные военно-политические группировки европейских стран: тройственный союз с Германией во главе и Франко-русский союз — ведут мир к небывалой войне. «Оба лагеря, — писал Энгельс, — готовятся к решительной борьбе, к войне, какой еще не видел мир, к войне, в которой друг другу будут противостоять от десяти до пятнадцати миллионов вооруженных борцов»**.

Энгельс видел в мире только одну силу, способную предотвратить надвигающуюся катастрофу, — силу русского революционного движения. «С возрастающей быстротой, — писал он, — как по наклонной плоскости катится Европа в пропасть мировой войны невиданных масштаба и силы. Одно только может остановить ее: перемена политического строя в России. Что это должно произойти в ближайшие годы, — не подлежит никакому сомнению. Пусть же эта перемена произойдет своевременно, прежде чем

* М. Кюри и Пьер Кюри. Из кн.: «Пьер и Мария Кюри». Серия «Жизнь замечательных людей». М., «Молодая гвардия», 1959, стр. 76—77.

* В. И. Ленин. Полн. собр. соч., т. 36, стр. 381.

** К. Маркс и Ф. Энгельс. Соч., изд. 2, т. 22 стр. 48.

совершится то, что без нее неизбежно» *.

Поражает глубина предвидения Энгельса. То, что он предсказал: мировая война и перемена политического строя — в России произошло. К несчастью для человечества, русская революция 1905 г. была задушена царским самодержавием и свершилось то, что Энгельс считал неизбежным: мировая война небывалого масштаба и силы. Октябрь-

ская революция, открывшая новую эру в истории человечества, явилась революционным выходом России из этой войны. Научная революция XX в., как и ее предшественница, научная революция XVI—XVII вв., зарождалась в обстановке глубоких социальных потрясений, в обстановке войн и революций. Но эти социальные потрясения были неизмеримо более глубокими, чем войны и революции XVI—XVII вв. И соответственно темпы и масштабы новой научной революции не идут ни в какое сравнение с темпами и масштабами ее предшественницы.

* К. Маркс и Ф. Энгельс. Соч., изд. 2, т. 22, стр. 52.

ТЕОРИИ ЭФИРА И МАТЕРИИ
НА ПОРОГЕ XX СТОЛЕТИЯ

ИДЕИ ЛОРЕНЦА И ЛАРМОРА

Одной из важнейших проблем, решения которых физики ожидали от XX столетия, была проблема эфира и отношения его к обычной «весомой» материи. Сюда относился, прежде всего, вопрос об участии эфира в движении тел. На пороге XX столетия появились две фундаментальные работы, поставившие целью разработать электромагнитную теорию материи и эфира, удовлетворяющую всем известным экспериментальным фактам, и прежде всего оптическим явлениям в движущихся телах. Это были упомянутые уже нами во втором томе классическая работа Г. А. Лоренца «Опыт теории электрических и оптических явлений в движущихся телах», опубликованная в 1895 г., и книга Д. Д. Лармора «Эфир и материя», вышедшая в 1900 г., но написанная в 1898 г. на основании ларморовских статей 1894—1897 гг. Влияние обеих этих работ на развитие физических идей было неодинаково. Работа Лоренца часто цитировалась и является одной из самых известных его работ. Книга же Лар-

мора была забыта, и, кроме «прецессии Лармора», пожалуй, ни один из ее результатов не упоминался в последующих работах физиков XX в. Виной этому была трудность книги. Изложение Лармора очень тяжелое и запутанное. Борн, который слушал лекции Лармора в студенческие годы, называл его курс для себя «бесполезным». «Я нашел его ирландский диалект очень трудным для понимания», — писал он.

Один из современных авторов Уайт (White), увидевший в книге Лармора начало фундаментальных идей современной физики, писал: «Тщательное изучение Лармором исторического развития своего предмета, ничего не упуская из его скрытых трудностей, делает чтение (его книги) очень тяжелым для того, кто предпочитает достигнутую с того времени ясность. Даже лучшие умы находили «Эфир и материю» неудобоваримыми». Однако в тяжеловесном изложении Лармора скрывались очень глубокие мысли и тот факт, что Лармор был предшественником теории относительности, ныне является общепризнанным. Вместе с тем идеи Лоренца и Лармора при

всем различным подходам их авторов часто очень близки и сопоставление результатов Лоренца и Лармора весьма поучительно.

Книга Лоренца содержит «Введение» и шесть глав. Лоренц начинает свое «Введение» с указания на важность вопроса об участии эфира в движении весоных тел, отмечая при этом, что физики еще не дали удовлетворительного ответа на этот вопрос. Сам Лоренц указывает, что он склоняется к убеждению в правильности теории Френеля, которую он называет теорией неподвижного эфира. Эфир проходит беспрепятственно через движущуюся материю, не увлекаясь ею. Лоренц разбирает две возможности осуществления этого; во-первых, атомы могут быть непроницаемы для эфира, но тело в целом ввиду малости атомов по сравнению с их взаимным расстоянием проницаемо для эфира. Другая возможность — «и я кладу ее в основу последующего», — говорит Лоренц, состоит в том, «что весоная материя абсолютно проницаема, а именно в месте каждого атома одновременно существует и эфир, что будет понятно, если рассматривать атомы как местные модификации эфира».

Такой взгляд на атомы усваивает и Лармор, считая электроны и атомы ядрами напряжений в эфире.

Утверждая неподвижность эфира, Лоренц отнюдь не считал его абсолютно неподвижной системой отсчета. Во «Введении» он пишет: «Что об абсолютном (курсив Лоренца. — П. К.) покое эфира не может быть и речи, ясно само собой; это выражение даже не имеет никакого смысла (курсив мой. — П. К.)». Если я, ради краткости, говорю, что эфир покоится, то это следует понимать в том смысле, что ни одна часть этой среды не смещается относительно других и что все реальные движения небесных тел являются движениями относительно эфира».

Эфир Лоренца — это преимущественная система отсчета, в которой описание механических и электро-

магнитных явлений выглядит особенно простым. Вопрос об абсолютном покое эфира по Лоренцу физически бессмыслен.

В дальнейших частях своего «Введения» Лоренц обосновывает необходимость введения представления о заряженных частицах материи — ионах. Эту необходимость он обосновывает не только фактами электролиза, но и явлениями разряда в газах. В своей теории Лоренц сочетает воззрения Максвелла со старыми теориями Вебера и Клаузиуса, не принимая, однако, характерного для последних теорий мгновенного дальнего действия. Теория Лоренца — это попытка осуществить синтез между Максвелловской теорией континуума и теорией атомистической структуры материи. Эту же задачу в качестве основной выдвигает и Лармор.

Со времен Максвелла теория макроскопического континуума становится электромагнитной. С другой стороны, атомистика прочно утвердилась не только в теории материи, но и в теории электричества. Идея атомности электричества восходит еще к Дэви и Берцелиусу и органически вытекает из законов электролиза Фарадея. Это хорошо понимал сам Фарадей, который в «Экспериментальных исследованиях по электричеству» писал: «Если принять атомную теорию и соответствующие ей выражения, то атомы тел, эквивалентные друг другу в отношении их обычного химического действия, содержат равные количества электричества, естественно связанного с ними» (курсив мой — П. К.).

Однако Фарадей представляет себе трудности атомной теории вещества и электричества. «Но я должен сознаться, — заканчивает он, — что я с некоторым подозрением отношусь к термину атом, так как хотя об атомах очень легко говорить, но весьма трудно составить себе ясное представление об их природе, особенно когда дело идет о сложных веществах». Здесь Фарадей абсолютно прав. Трудности тео-

рии атомов оказались огромными, и только XX столетие сумело дать «ясное представление об их природе». Тем не менее именно Фарадей был первым, кто ввел в физику идею элементарного электрического заряда, играющую фундаментальную роль в электрической теории. Эта идея была также высказана и Максвеллом, говорившим о «молекуле электричества», что отмечает и Лармор. Электрическая атомистика была основной идеей веберовской электродинамики, а Гельмгольц, вновь вернувшись к фарадеевским законам электролиза, ясно и четко сформулировал понятие атомного заряда электричества. «Но только недавно, — пишет Лармор в Предисловии к своей книге, — были достигнуты некоторые успехи в развитии максвелловской теории эфира на этой основе». Здесь Лармор имеет в виду как работы Лоренца, так и свои собственные. Однако Лармор пошел дальше Лоренца и попытался более конкретно представить атомы материи, как «модификации в эфире». Для этого он хотел приспособить вихревой эфир Мак-Келлога. Опираясь на вихревую модель эфира Мак-Келлога, Лармор следующим образом рисует взаимоотношения материи и эфира: «Таким образом, строй идей, доведенный до его логического завершения, включая объяснение атомного характера самой материи, показывает, что материя должна состоять из изолированных частей, каждая из которых необходимо является постоянным ядром или особенностью в эфире и происходит из эфира, эту особенность можно уподобить, например, малому вихревому кольцу в совершенной жидкости или центру постоянного напряжения во вращающейся упругой среде. Отсюда, естественно, можно заключить, что последний атом электричества является одним из аспектов той сущности, которую образует последний атом материи...»

В особом примечании Лармор подчеркивает, что «цель гидродина-

мической модели вихревого эфира состоит не в представлении его действительной структуры, но в том, чтобы помочь нам понять, что схема математических соотношений, определяющих его активность, является истинной. Материя может быть и, вероятно, является структурой в эфире, но, конечно, эфир не является структурным образованием материи. Введение этой сверхчувственной среды, не являющейся обычной материей, конечно, может быть описано как введение последней реальности за нашими ощущениями; и фактически так может быть описан любой результат мышления, который является чем-то большим, чем описание или сравнение ощущений».

Отсюда ясно видно, что, во-первых, Лармор считает научное мышление чем-то большим, чем простое описание ощущений, как это думали махисты, и поэтому должно вводить «последнюю реальность» за нашими ощущениями, и, во-вторых, что этой последней реальностью является эфир, не сводимый к обычной чувственной материи. Этим он отмежевывается от попыток своих предшественников механически истолковать эфир и, по существу, начинает строить *немеханическую* теорию эфира, в которой гидродинамическая модель является *только* иллюстрацией математической схемы. Концепция Лармора является прямой предшественницей единой теории поля Эйнштейна. Приведем в связи с этим изложение Ж. П. Вижье взглядов Эйнштейна: «В общей теории относительности Эйнштейн выдвинул мысль о том, что пространство и время нельзя отрывать от материи, и предложил ввести единое материальное поле (которое он описывал посредством геометрии Римана), поскольку материя существует в мире лишь в виде сингулярностей поля. Сущностью этого революционного шага Эйнштейна явилась его гениальная идея о том, что существуют не отдельные материальные точки, расположенные в «среде», а

непрерывная среда, сингулярности которой и представляют материю в классическом смысле слова <...> В концепции Эйнштейна... частица есть сингулярность, нечто вроде вихря, распространяющегося в поле, есть материя, не сохраняющая своей тождественности в процессе движения. Эйнштейн полагал, что сингулярность сохраняет свою форму, но материя не сохраняет своей идентичности, поскольку сингулярности перемещаются в поле. В этом состоит первый революционный шаг Эйнштейна.

Второй его тезис — это идея о том, что силы должны рассматриваться не как внешние по отношению к материи или среде, но как непосредственно отражающие все локальные превращения материи. Таким образом, он высказал мысль о том, что имеется единая среда и что эта единая среда обладает дифференциальными свойствами, которые можно описать так же, как я описываю, например, различные силы, связывающие элементы, молекулы воды в море. Смысл движения; его отношение с полем станут ясными, если мы вернемся к образу вихря, поскольку распространение вихря на поверхности моря подчиняется гидромеханическим законам*.

Но именно эти революционные идеи и были высказаны Лармором. Как мы увидим далее, Лармор предшествует Эйнштейну и в установлении преобразований координат и времени, используемых в специальной теории относительности.

Электрический атом определяет активность эфира. Лармор задает вопрос: не могут ли быть найдены и другие формы активности, т. е. силовых взаимодействий? Такие поиски, по его мнению, сейчас преждевременны и напрасны. Как мы знаем, атомная физика нашла новые формы «активности»: сильные и слабые взаимодействия, которые

во времена Лармора еще не были найдены.

В историческом обзоре Лармор развивает свою концепцию более подробно. Указав, что идея атома электричества после фарадеевских законов электролиза никогда не оставалась и даже термин «атом электричества» был введен в науку Максвеллом, он следующим образом характеризует развитие теории «электрифицированной материи» после Максвелла.

«Ход идей... потребовал от нас признания атомных зарядов сущностью всех последних субатомов, или, как мы их можем назвать, протионов, соединения которых посредством устойчивого орбитального движения друг вокруг друга производит обычную молекулу материи, так что передача электрического заряда включает в себя передачу или обмен этих протионов между молекулами, что всегда приводит к химическому изменению, как это требовал Фарадей по экспериментальным основаниям».

Этот образ вихревого атома, образованного вращающимися заряженными частицами, представляет собой одну из первых моделей «электрифицированной материи». «Положительный и отрицательный электроны могут описывать круговые орбиты друг около друга, которые будут устойчивыми, за исключением излучения, и образуют простейший тип молекулы» (атома).

Положительные и отрицательные заряды у Лармора связаны с движением и различаются свойством, которое он, следуя В. Томсону, называет «спиральностью» (*chirality*), от греческого слова *χειρ* — рука, и которое получило такое важное значение в современной теоретической физике. Лармор пишет: «Дуализм, возникающий из допущения двух родов электронов, отличающихся только спиральностью, так что один является отражением другого в плоском зеркале, не представляет ничего странного для тех физиков, которые хладнокровно рас-

* Вопросы философии», 1962, № 10, стр. 96.

смаатривают даже гипотезу о возможном существовании и положительной, и отрицательной материи».

Это изумительное высказывание конца прошлого столетия самым непосредственным образом перекликается с сегодняшним представлением об античастицах, о четности и о зарядовом сопряжении.

Сопоставим теперь содержание книг Лоренца и Лармора.

Как мы уже говорили, книга Лоренца содержит шесть глав, или разделов. Разделы эти носят названия: I. Основные уравнения для системы ионов, расположенных в эфире; II. Электрические явления в весомах телах, движущихся с постоянной скоростью через эфир; III. Исследование колебаний, возбуждаемых осциллирующими ионами; IV. Уравнение движения света в весомах телах; V. Применение к оптическим явлениям; VI. Опыты, которые не могут быть объяснены без новых исследований (*ohne weiters*).

Книга Лармора состоит из пяти разделов и дополнений к ним. Во «Введении» к книге Лармор следующим образом характеризует эти разделы: «В первом разделе дается исторический обзор прогресса экспериментальных знаний о влиянии движения материи через эфир на явления, непосредственно связанные с этой средой <...> К этому обзору добавляется общий очерк распространения волн и лучей в движущихся средах, который, хотя и был сперва написан совершенно самостоятельно, неизбежно следовал весьма близко тому же направлению, которое было дано в мемуаре Лоренца 1887 г.». Здесь Лармор имеет в виду работу Лоренца «О влиянии движения Земли на световые явления», напечатанную в голландском журнале «Archives Néerlandaises».

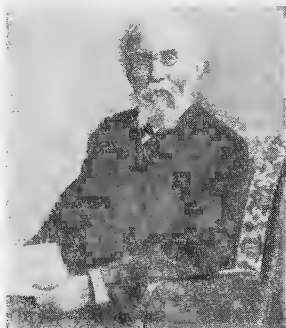
«Второй раздел, — пишет Лармор, — развивает общую теорию соотношения между материей и эфиром, которая образует основу всей

трактовки движущейся материальной среды». Лармор указывает, что хотя его анализ и отличен от анализа Лоренца в его «Опыте теории электрических и оптических явлений в движущихся телах», однако идеи и результаты, достигнутые им в существенном, согласуются с идеями и результатами Лоренца.

«Третий раздел построен на более спекулятивной основе. В нем развиваются следствия о влиянии конвекции в эфире, вытекающие из гипотезы, что атом материи образует не что иное, как орбитальную систему одинаковых первичных электрически заряженных точек (или электронов)». Лармор предполагает, что внутриаомные силы полностью или в главной своей части электромагнитные. «На этой основе устанавливается полное формальное соответствие между молекулярными конфигурациями неподвижной материальной системы и такой же системы, находящейся в равномерном прямолинейном движении, которое определяется квадратом отношения скорости системы к скорости излучения. Это соответствие влечет за собой в качестве следствия нулевой результат до второго порядка очень точного эксперимента Майкельсона и Морли, в котором исследовалось влияние движения Земли на оптическую интерференцию».

Четвертый раздел рассматривает влияние движения Земли на оптические явления вращательного характера (вращение плоскости поляризации).

«Пятый раздел трактует об излучении материальных систем». Лармор рассматривает излучение колеблющихся электронов и импульсивное излучение рентгеновских лучей. Этот раздел содержит основы классической теории излучения. Из сопоставления содержаний книг Лоренца и Лармора видно, что в основном они совпадают. Авторы с разных точек зрения рассматривают одну и ту же проблему.



Г. А. Лоренц.

ТЕОРИЯ ЛОРЕНЦА

Переходим к рассмотрению основных результатов Г. Лоренца. Лоренц предполагает, что состояние эфира вблизи наэлектризованных и намагниченных тел описывается двумя векторами $\vec{d}$ и $\vec{h}$. В «чистом» эфире вектор $\vec{d}$ удовлетворяет уравнению

$$\operatorname{div} \vec{d} = 0,$$

которое внутри заряженных тел переходит в уравнение

$$\operatorname{div} \vec{d} = q, \quad (\text{I})$$

где q — объемная плотность электрического заряда. Вектор $\vec{d}$ Лоренц называет «диэлектрическим смещением» и рассматривает как некое «смещение» в эфире, обусловленное электрическими зарядами. Другой характеристикой поля является «магнитная сила» $\vec{H}$. Вектор магнитной силы удовлетворяет уравнениям:

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (\text{II})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = 4\pi q\vec{v} + 4\pi \dot{\vec{d}}. \quad (\text{III})$$

Здесь $q\vec{v}$ — плотность конвекционного тока движущихся зарядов, $\dot{\vec{d}}$ — плотность тока смещения в эфире. Четвертое уравнение теории имеет вид

$$-4\pi V^2 \operatorname{rot} \vec{d} = \dot{\vec{H}}, \quad (\text{IV})$$

где V — скорость света в эфире.

Далее Лоренц вводит «электрическую силу», действующую на единицу заряда:

$$\vec{E} = 4\pi V^2 \vec{d} + [\vec{v}\vec{H}]. \quad (\text{V})$$

Эта сила в физике получила название «силы Лоренца». Лоренц выводит затем закон сохранения энергии для электромагнитного поля, причем полю приписывается энергия:

$$U = 2\pi V^2 \int \vec{d}^2 d\tau + \frac{1}{8\pi} \int \vec{H}^2 d\tau,$$

и вводится вектор Пойнтинга, характеризующий поток энергии через единичную площадку:

$$V^2 [\vec{d}\vec{H}].$$

Очень важно отметить, что Лоренц (и также Лармор) обращает особое внимание на свойства симметрии уравнений поля. Первый раздел книги Лоренца заканчивается параграфом, носящим название «Обратимость движений и зеркальное изображение движения». Здесь он пишет: «Пусть дана система движущихся ионов и описывающие ее величины $q_1, \vec{v}_1, \vec{d}_1$ и $\vec{H}_1$. Соответствующие величины для второй системы мы обозначим через $q_2, \vec{v}_2, \vec{d}_2$ и $\vec{H}_2$, причем представим себе, что в некоторой произвольной точке эти величины в момент времени t совпадают с величинами $q_1, -\vec{v}_1, \vec{d}_1$ и $-\vec{H}_1$ для времени $-t$ ».

«Легко видеть, что в отношении q_2 и $\vec{v}_2$ этому условию будет удовлетворять действительное движение ионов... другими словами, движение ионов во второй системе полу-

чают, если обратить первоначальные заданные движения».

«Так как, далее, $\vec{d}_2$ и $\vec{H}_2$ удовлетворяют условиям (I), (II), (III) и (IV), то состояние эфира, определенное этими векторами, совместимо с движениями ионов».

«Наконец, из уравнения (V) следует, что во второй системе силы, оказываемые в момент времени $+t$ посредством эфира на ионы, имеют те же величины и направления, как соответствующие силы в первой системе в момент времени $-t$. Пусть также и остальные действующие на ионы силы в обоих случаях — в упомянутые моменты времени — тождественны, тогда можно заключить, что в этом отношении второе состояние движения может быть реализовано.

Посредством аналогичных соображений можно доказать возможность движения, являющегося «зеркальным изображением» данного в некоторой неподвижной плоскости.

Обозначим через P_2 зеркальное изображение точки P_1 и обозначим величины в обоих системах — а именно для первой в P_1 и для второй в P_2 — через $q_1, \vec{v}_1, \vec{d}_1, \vec{H}_1$ и $q_2, \vec{v}_2, \vec{d}_2, \vec{H}_2$. При этом пусть все время $q_2 = q_1$ и векторы $\vec{v}_2, \vec{d}_2, \vec{H}_2$ являются зеркальными изображениями векторов $\vec{v}_1, \vec{d}_1$ и $-\vec{H}_1$. То, что второе состояние движения можно назвать зеркальным отражением первого, не требует пояснений».

Лармор анализирует эти соотношения более подробно и, как было сказано, вводит понятие спиральности среды. Он определяет инвариантность системы по отношению к преобразованию времени, заключающемуся в изменении знака как ее обратимость. Консервативная система обратима, поскольку знак функции Лагранжа $T-U$ остается при таком преобразовании неизменным. Более сложно обстоит дело для механической системы с циклическими координатами, не входящими

ми явно в выражение энергии. В частности, такие системы Гельмгольц рассматривал как механическую модель необратимых термодинамических процессов. Преобразование отражения заключается в изменении знака координаты x при сохранении знака времени. Тогда движение изменяется в свое зеркальное отражение в зеркальной плоскости yz . Так как при таком отражении правостороннее вращение вокруг оси x изменяется в левостороннее, и если отраженное движение может существовать так же, как и отражаемое, то среда не обладает спиральностью по отношению к оси x . Лармор заключает отсюда, что поведение физической системы при таком преобразовании может служить ключом к ее динамическим свойствам.

Вернемся к работе Лоренца. Второй раздел этой работы посвящен электродинамике движущихся сред. Он озаглавлен «Электрические явления в весомах телах, перемещающихся с постоянной скоростью через неподвижный эфир». Эту постоянную скорость Лоренц обозначает $\vec{p}$ (отметим, что Лоренц обозначает всюду векторы жирным готическим шрифтом, который мы всюду заменяем на латинский).

Для описания явлений в движущихся телах Лоренц вводит систему координат, жестко связанную с движущимся телом. Координаты точки относительно неподвижной системы (т. е. системы, связанной с покоящимся эфиром) Лоренц обозначает x, y, z . Координаты точки относительно системы, движущейся с телом, Лоренц называет относительными и обозначает $(x), (y), (z)$. Точка будет считаться неподвижной, если она занимает неизменное положение относительно этой движущейся с телом системы координат, другими словами, понятия «покой» и «движение» рассматриваются в отношении этой «сопровождающей» системы координат и, таким образом, являются относительным по-

III

коем или относительным движением частиц з весомой материи. Если скорость такого относительного движения $\vec{v}$, то скорость частицы относительно эфира, которую Лоренц называет действительной скоростью, будет $\vec{p} + \vec{v}$. Вместо производных по x, y, z, t Лоренц для описания явлений в движущихся телах вводит производные по $(x), (y), (z)$ и t . При этом

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial(x)}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial(y)}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial(z)}.$$

Что же касается производных по времени, то между производной по времени в сопровождающей системе, которую Лоренц обозначает $\frac{\partial}{\partial t}$, и производной по времени в неподвижной системе, которую он обозначает $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_1$, существует соотношение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_1 = \frac{\partial}{\partial t} - p_x \frac{\partial}{\partial x} - p_y \frac{\partial}{\partial y} - p_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Таким образом, основные уравнения, отнесенные к системе осей, движущихся вместе с весомой материей, будут иметь вид

$$\operatorname{div} \vec{d} = e, \quad (\text{I a})$$

полный ток

$$\vec{e} = e(\vec{p} + \vec{v}) + \left(\frac{\partial \vec{d}}{\partial t}\right)_1.$$

Далее

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (\text{II a})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = 4\pi \vec{e}, \quad (\text{III a})$$

$$-4\pi V^2 \operatorname{rot} \vec{d} = \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right)_1, \quad (\text{IV a})$$

$$\vec{E} = 4\pi V^2 \vec{d} + [\vec{p}\vec{H}] + [\vec{v}\vec{H}], \quad (\text{V a})$$

Эти уравнения могут быть приведены к виду

$$\operatorname{div} \vec{d} = e, \quad (\text{I b})$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (\text{II b})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}' = 4\pi q \vec{v} + 4\pi \vec{d}, \quad (\text{III b})$$

$$\operatorname{rot} \vec{F} = -\vec{H}, \quad (\text{IV b})$$

$$\vec{F} = 4\pi V^2 \vec{d} + [\vec{p}\vec{H}], \quad (\text{V b})$$

$$\vec{H}' = \vec{H} - 4\pi [\vec{p}\vec{d}], \quad (\text{VI b})$$

$$\vec{E} = \vec{F} + [\vec{v}\vec{H}]. \quad (\text{VII b})$$

Из этих уравнений следуют формулы, содержащие каждая или только $\vec{d}$, или только $\vec{H}$:

$$V^2 \Delta d_x - \left(\frac{\partial^2 d_x}{\partial t^2}\right)_1 = V^2 \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)_1 \{p(p_x + v_x)\} \quad (\text{A})$$

и т. д.

$$\text{и} \quad V^2 \Delta H_x - \left(\frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2}\right)_1 = 4\pi V^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \{p(p_y + v_y)\} - \frac{\partial}{\partial y} \{p(p_z + v_z)\} \right]. \quad (\text{B})$$

и т. д.

С помощью этих уравнений Лоренц рассматривает электрические явления в движущихся телах, в частности находит закон преобразования поля и плотности заряда для движущей заряженной частицы. Оказывается, что при движении такая частица должна деформироваться в направлении движения и шарообразное заряженное тело сплющивается в эллипсоид.

Законы электродинамики, найденные Лоренцем для движущихся сред, показывают, что распределение зарядов и силы, действующие между заряженными телами, будут изменяться при движении системы. «Однако это влияние, — пишет Лоренц, — ограничивается членами второго порядка, если считать дробь $\frac{p}{V}$ величиной первого порядка». С точностью до первого порядка величины $\frac{p}{V}$ все электрические и магнитные явления в движущихся телах

происходят так же, как в покоящихся.

Начиная с третьего раздела своей работы Лоренц переходит к исследованию оптических явлений в движущихся телах. При этом он делает важный шаг, вводя вместо переменной t новую переменную

$$t' = t - \frac{p_x}{V^2} x - \frac{p_y}{V^2} y - \frac{p_z}{V^2} z.$$

«Эту переменную t' можно рассматривать как время, отсчитываемое от некоторого момента, зависящего от положения рассматриваемой точки. Поэтому эту переменную можно называть *местным* временем этой точки, в противоположность *общему* времени t ».

В среде вместо величин $\vec{d}$, $\vec{H}$ вводятся их усредненные значения. Вводится также новый вектор $\vec{D}$. Вектор $\vec{D}$ определяется уравнением

$$\vec{D} = \vec{d} + \vec{M},$$

где $\vec{M}$ — электрический момент единицы объема и назван Лоренцем диэлектрической поляризацией. Он, как указывает Лоренц, совпадает с величиной, названной Максвеллом диэлектрическим смещением. В чистом эфире $\vec{M} = 0$ и $\vec{D} = \vec{d}$. В неза-
ряженном диэлектрике

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0. \quad (\text{I})$$

В движущихся телах вместо $\vec{D}$ вводится вектор $\vec{D}'$ посредством уравнения

$$4\pi V^2 \vec{D}' = 4\pi V^2 \vec{D} + [\vec{p}\vec{H}].$$

Если ввести местное время t' , то величины, описывающие электромагнитные явления, будут функциями x , y , z и t' . Производные в движущейся системе обозначаются через

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)', \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)', \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)' \text{ и } \frac{\partial}{\partial t'}.$$

При этом

$$\frac{\partial}{\partial x} = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)' - \frac{p_x}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t'},$$



А. Майкельсон.

$$\frac{\partial}{\partial y} = \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)' - \frac{p_y}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)' - \frac{p_z}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial t'},$$

и

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'}.$$

Под $\operatorname{div}' \vec{A}$ будем понимать выражение

$$\left(\frac{\partial A_x}{\partial x}\right)' + \left(\frac{\partial A_y}{\partial y}\right)' + \left(\frac{\partial A_z}{\partial z}\right)'$$

и под $\operatorname{rot}' \vec{A}$ — вектор с компонентами

$$\left(\frac{\partial A_z}{\partial y}\right)' - \left(\frac{\partial A_y}{\partial z}\right)' \text{ и т. д.}$$

Уравнения поля в неподвижной среде по Лоренцу имели вид:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad (\text{I c})$$

$$\operatorname{div} \vec{H}' = 0, \quad (\text{II c})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}' = 4\pi \vec{D}, \quad (\text{III c})$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\vec{H}'. \quad (\text{IV c})$$

При этом в изотропной среде

$$\vec{E} = 4\pi V^2 \vec{D} - [\vec{p}\vec{H}] \quad (\text{V c})$$

$$\vec{H}' = \vec{H} - \frac{1}{V^2} [\vec{p}\vec{E}]. \quad (\text{VI c})$$

Если для движущихся тел ввести величины t' и $\vec{D}'$ и пренебречь членами второго порядка, то уравнения поля будут иметь вид:

$$\operatorname{div}' \vec{D}' = 0, \quad (\text{I d})$$

$$\operatorname{div}' \vec{H}' = 0, \quad (\text{II d})$$

$$\operatorname{rot}' \vec{H}' = 4\pi \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t'}, \quad (\text{III d})$$

$$\operatorname{rot}' \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{H}'}{\partial t'} \quad (\text{IV d})$$

$$\vec{E} = 4\pi V^2 \vec{D}'. \quad (\text{V d})$$

Как видим, эти уравнения имеют тот же вид, что и уравнения для покоящейся среды. Это совпадение, как пишет Лоренц, «открывает путь для простого решения проблемы влияния движения земли на оптические явления».

«Именно, если для системы покоящихся тел известно состояние движения, для которого

$$D_x, D_y, D_z, E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$$

являются определенными функциями x, y, z и t , то в той же системе, когда она перемещается со скоростью $\vec{v}$, может существовать состояние движения, для которого

$$D'_x, D'_y, D'_z, \\ E_x, E_y, E_z, H'_x, H'_y, H'_z$$

будут такими же функциями x', y', z' и t' ». Этот результат Лоренц применяет к ряду оптических явлений. Так, если в покоящейся системе величины $\vec{D}, \vec{E}$ и $\vec{H}$ являются периодическими функциями t с периодом T , то величины $\vec{D}', \vec{H}', \vec{E}$ будут периодическими функциями t' , а следовательно, и t при постоянных x, y, z .

При этом следует отличать абсолютный и относительный периоды, первый соответствует точке, покоящейся в эфире, второй — точке, покоящейся относительно движущегося тела. Значит, если состоянию колебаний в движущейся системе соответствует состояние колебаний в покоящейся системе, то относитель-

ный период колебаний в первом случае должен совпадать с периодом колебаний во втором случае.

Далее, если в покоящейся системе в каком-либо месте $\vec{D}, \vec{E}, \vec{H}$ обращаются в нуль, то в соответствующем месте движущейся системы $\vec{D}', \vec{E}, \vec{H}'$ также обращаются в нуль. Отсюда следует, что поверхность образующихся в покоящихся телах границ пространства, заполненного светом, будет иметь такое же значение в движущихся телах. Если, например, в покоящейся однородной среде цилиндрическая поверхность ограничивает пучок света, то и в движущейся системе существует такой же пучок. Образующие линии этой цилиндрической поверхности называются *световыми лучами*, а в случае движения — *относительными световыми лучами*. В движущейся системе относительные световые лучи относительного периода T будут отражаться и преломляться по тем же законам, как и лучи периода T в покоящейся системе. Далее, если в покоящейся системе наблюдаются интерференционные и дифракционные явления, то появляющиеся при этом темные полосы остаются такими же в точно тех же местах для соответствующего состояния движущейся системы. «Вообще, — пишет Лоренц, — по нашей теории движение земли не оказывает в первом порядке никакого влияния на опыты с земными источниками света».

Этот принцип относительности первого порядка объясняет целый ряд известных оптических фактов. Вместе с тем гипотеза неподвижного эфира позволила Лоренцу дать объяснение таким явлениям абберации света и опыту Физо с движущейся водой.

Кажущееся «увлечение эфира» в этом случае он объяснил движением заряженных частиц через неподвижный эфир и рассчитал отсюда коэффициент Френеля.

Но теперь возникает вопрос: а как быть с эффектами второго по-

рядка? Ко времени выхода «Опыта» были уже известны результаты знаменитого опыта А. Майкельсона, в котором должны были обнаружиться эффекты второго порядка. Как известно, эти опыты, повторенные уже два раза (в 1881 и 1887 гг.), не дали ожидаемого эффекта. В шестом разделе своей работы Лоренц описывает как опыт Майкельсона 1881 г., так и опыт Майкельсона и Морли 1887 г. При этом он ссылается на свою работу 1892 г., в которой он для объяснения отрицательного результата опыта Майкельсона выдвинул гипотезу продольного сокращения размеров тел вследствие движения. При этом он указывает, что Фитцджеральд сообщил ему лично, что аналогичная гипотеза была уже выдвинута им раньше в его лекциях. О гипотезе Фитцджеральда сообщил печатно Лодж в статье «Проблема аберрации», опубликованной в 1893 г. Так или иначе, Лоренц узнал о гипотезе Фитцджеральда только после того, как он уже опубликовал аналогичную гипотезу. В своем «Опыте» он излагает существо этой гипотезы следующим образом:

«§ 91. Как ни удивительной может показаться на первый взгляд эта гипотеза (о сокращении размеров тел при движении. — П. К.), можно все же согласиться, что она не столь уж странная, коль скоро примем, что молекулярные силы так же, как мы это сейчас определенно утверждаем об электрических и магнитных силах, действуют посредством эфира. Если это так, то весьма вероятно, что перемещение изменяет действие между двумя молекулами таким же образом, как оно изменяет притяжение или отталкивание между заряженными частицами. Так как форма и размеры твердых тел будут в последней инстанции обусловлены интенсивностью молекулярных действий, то в этом случае должно происходить изменение размеров».

«В теоретическом отношении, таким образом, нельзя ничего возра-

зить против этой гипотезы. Что касается ее экспериментального исследования, то прежде всего следует заметить, что речь идет об исключительно малых удлинениях и сокращениях... Сокращение диаметра Земли составляет около 6,5 сантиметров...» Лоренц далее показывает, что к такому же результату можно прийти, если допустить, что к молекулярным системам S_1 и S_2 , из которых вторая покоится, а пер-

вая движется со скоростью $\vec{p}$ вдоль оси x , применить результаты, найденные им для электростатических систем, состоящих из заряженных частиц. Для таких электростатических систем Лоренц нашел, что координаты точки x, y, z в системе S_1 и соответствующие координаты x', y', z' той же точки в системе E'_x, E'_y, E'_z в S_2 соотношениями

$$x = x' \sqrt{1 - \frac{p^2}{v^2}}, \quad y = y', \quad z = z',$$

а компоненты сил E_x, E_y, E_z в системе S_1 связаны с компонентами E'_x, E'_y, E'_z в S_2 соотношениями

$$E_x = E'_x, \quad E_y = E'_y \sqrt{1 - \frac{p^2}{v^2}},$$

$$E_z = E'_z \sqrt{1 - \frac{p^2}{v^2}}.$$

Если предположить, что молекулярные силы в теле, предоставленном самому себе, уравниваются для каждой молекулы (при условии, что молекулярное движение не принимается в расчет), и если такое равновесие имеет место в S_2 , то согласно написанным уравнениям оно будет иметь место и в S_1 . Поэтому если S_2 будет состояние равновесия покоящегося твердого тела, то молекулы в S_1 будут занимать положение, характеризуемые координатами x, y, z и связанными с координатами x', y', z' написанными выше соотношениями. Отсюда получается сокращение размеров тела в направлении движения в отношении

$$1 : \sqrt{1 - \frac{p^2}{v^2}}.$$

Таким образом, опираясь на принцип относительности первого порядка и введя гипотезу сокращения размеров движущихся тел, Лоренц истолковал оптические явления в движущихся телах, принимая существование неподвижного эфира.

ТЕОРИЯ ЛАРМОРА

Выше мы уже охарактеризовали взгляды Д. Лармора на эфир и материю. Теперь мы рассмотрим более подробно, как Лармор рассматривает проблему электродинамики движущихся сред. В своей книге он дает исторический очерк развития этой проблемы, начиная с открытия Бродлеем абберации света и кончая опытом Майкельсона. Переходя затем к математическому описанию взаимоотношения движущейся материи и эфира, Лармор

Титульный лист книги Д. Лармора «Эфир и материя».

ETHER AND MATTER

ATOMIC CONSTITUTION OF MATTER

413

PH. LARMOR M. FRS

использует идею, что частицы материи являются особыми точками (сингулярностями) эфира.

Предполагается, что эта сингулярность имеет определенную структуру, образуя ядро напряжения в эфире, способное перемещаться через эфир независимо от движения самого эфира. Часть напряжения эфира, выражаемого вектором смещения $(f, g, h)^*$, связана с электроном и движется вместе с ним, энергия этой части сконцентрирована вблизи ядра электрона и не может распространяться далеко. Другой вектор, связанный с эфиром, вектор магнитной индукции (a, b, c) не имеет сингулярных полюсов, однако движущийся электрон обладает сингулярностью (a, b, c) вращательного типа с ее ядром в движущемся электроне. Среднее по времени от этой сингулярности для очень быстрого чрезвычайно малого орбитального движения электрона аналитически эквивалентно магнитному диполю. Эфир принимается неподвижным, тогда как молекулы, образующие Землю, и все другие материальные тела перемещаются через него, не вызывая в нем никакого конечного движения. Таким образом, будут строго выполняться закон астрономической абберации и доплеровское изменение длины волны от движущегося источника излучения. Динамика поля свободного эфира аналитически выражается уравнениями, имеющими место как между электронами, так и вокруг их ядер:

$$-4\pi \frac{d}{dt} (f, g, h) = \text{Curl } (a, b, c),$$

$$-\frac{d}{dt} (a, b, c) = 4\pi C^2 \text{Curl } (f, g, h).$$

Здесь Curl означает операцию вихря, которую при изложении теории Лоренца мы обозначали через rot. Вектор Лармор обозначает с помощью его компонент (a, b, c) , част-

* Вектор смещения Максвелла (f, g, h) — в современных обозначениях вектор D , вектор индукции (a, b, c) — вектор B .

ные производные вместе с Максвеллом, обозначений которого он всюду придерживается, он обозначает прямыми дифференциалами $\frac{d}{dx}, \frac{d}{dy}$ и т. д. Величина C — особая константа эфира, представляющая скорость распространения в нем упругих возмущений.

Возникает вопрос о конкретной физической природе векторов (f, g, h) и (a, b, c) , характеризующих возмущения в эфире в форме представлений, которые включали бы аналитические соотношения между ними, характеристические свойства электронов и их свободную подвижность через эфир. Однако для аналитической разработки вопроса конкретного физического представления структуры эфира не требуется, достаточную основу дают приведенные выше абстрактные соотношения.

Разрабатывая теорию движущихся материальных сред, Лармор записывает уравнения свободного эфира (уравнения Максвелла) в системе координат x, y, z , покоящейся в эфире, развернутом виде:

$$4\pi \frac{df}{dt} = \frac{dc}{dy} - \frac{db}{dz},$$

$$4\pi \frac{dg}{dt} = \frac{da}{dz} - \frac{dc}{dx},$$

$$4\pi \frac{dh}{dt} = \frac{db}{dx} - \frac{da}{dy},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{da}{dt} = \frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dz},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{db}{dt} = \frac{df}{dz} - \frac{dh}{dx},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{dc}{dt} = \frac{dg}{dx} - \frac{df}{dy}.$$

В современных обозначениях

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \text{rot } \vec{B}, \quad -4\pi C^2 \text{rot } \vec{D} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Далее он выписывает эти уравнения в системе (x', y', z') , движущейся равномерно относительно (x, y, z) , так что

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t.$$

Обратим внимание, что Лармор считает необходимым записать осо-

бо, что $t' = t$. При таком преобразовании

$$\frac{d}{dx} = \frac{d}{dx'}, \quad \frac{d}{dy} = \frac{d}{dy'}, \quad \frac{d}{dz} = \frac{d}{dz'},$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dt'} - v \frac{d}{dx'}.$$

Тогда уравнения поля принимают вид:

$$4\pi \frac{df}{dt'} = \frac{dc'}{dy'} - \frac{db'}{dz'},$$

$$4\pi \frac{dg}{dt'} = \frac{da'}{dz'} - \frac{dc'}{dx'},$$

$$4\pi \frac{dh}{dt'} = \frac{db'}{dx'} - \frac{da'}{dy'},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{da}{dt'} = \frac{dh'}{dy'} - \frac{dg'}{dz'},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{db}{dt'} = \frac{df'}{dz'} - \frac{dh'}{dx'},$$

$$(-4\pi C^2)^{-1} \frac{dc}{dt'} = \frac{dg'}{dx'} - \frac{df'}{dy'},$$

где

$$(a', b', c') = (a, b + 4\pi v h, c - 4\pi v g),$$

$$(f', g', h') =$$

$$= \left(f, g - \frac{v}{4\pi C^2} c, h + \frac{v}{4\pi C^2} b \right).$$

Далее исключаются из этих уравнений нештрихованные величины, так что, например:

$$g = g' + \frac{v}{4\pi C^2} (c' + 4\pi v g'),$$

откуда

$$\varepsilon^{-1} g = g' + \frac{v}{4\pi C^2} c',$$

где

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right)^{-1}.$$

Таким же образом

$$\varepsilon^{-1} b = b' - 4\pi v h',$$

и вообще

$$\varepsilon^{-1} (a, b, c) =$$

$$= (\varepsilon^{-1} a', b' - 4\pi v h', c' + 4\pi v g'),$$

$$\varepsilon^{-1} (f, g, h) =$$

$$= \left(\varepsilon^{-1} f', g' + \frac{v}{4\pi C^2} c', h' - \frac{v}{4\pi C^2} b \right),$$

и тогда для движущейся системы

$$4\pi \frac{df'}{dt'} = \frac{dc'}{dy'} - \frac{db'}{dz'},$$

$$\begin{aligned}
4\pi\epsilon \frac{dg'}{dt'} &= \frac{da'}{dt'} - \left(\frac{d}{dx'} + \frac{v}{C^2} \epsilon \frac{d}{dt'} \right) c', \\
4\pi\epsilon \frac{dh'}{dt'} &= \left(\frac{d}{dx'} + \frac{v}{C^2} \epsilon \frac{d}{dt'} \right) b' - \frac{da'}{dy'}, \\
-(4\pi C^2)^{-1} \frac{da'}{dt'} &= \frac{dh'}{dy'} - \frac{dg'}{dz'}, \\
(-4\pi C^2)^{-1} \epsilon \frac{db'}{dt'} &= \frac{df'}{dt'} - \\
&\quad - \left(\frac{d}{dx'} + \frac{v}{C^2} \epsilon \frac{d}{dt'} \right) h', \\
(-4\pi C^2)^{-1} \epsilon \frac{dc'}{dt'} &= \\
&= \left(\frac{d}{dx'} + \frac{v}{C^2} \epsilon \frac{d}{dt'} \right) g' - \frac{df'}{dy'}.
\end{aligned}$$

Теперь Лармор делает замечательный шаг. Он вводит новую переменную времени

$$t'' = t' - \frac{v}{C^2} \epsilon x'.$$

Тогда оказывается, что система уравнений сводится к тому же самому типу, как и в покоящейся системе, за исключением того, что в левой части появляется множитель ϵ , а именно вид уравнений, отнесенных к осям (x', y', z') и времени t'' , будет:

$$\begin{aligned}
4\pi \frac{df'}{dt''} &= \frac{dc'}{dy'} - \frac{db'}{dz'}, \\
4\pi\epsilon \frac{dg'}{dt''} &= \frac{da'}{dz'} - \frac{dc'}{dx'}, \\
4\pi\epsilon \frac{dh'}{dt''} &= \frac{db'}{dx'} - \frac{da'}{dy'}, \\
-(4\pi C^2)^{-1} \frac{da'}{dt''} &= \frac{dh'}{dy'} - \frac{dg'}{dz'}, \\
(-4\pi C^2)^{-1} \epsilon \frac{db'}{dt''} &= \frac{df'}{dz'} - \frac{dh'}{dx'}, \\
(-4\pi C^2)^{-1} \epsilon \frac{dc'}{dt''} &= \frac{dg'}{dx'} - \frac{df'}{dy'}.
\end{aligned}$$

С точностью до первого порядка отношения v/C эти уравнения совпадают с уравнениями в неподвижной среде. Тем самым оказывается справедливым принцип относительности первого порядка. В этом отношении теория Лармора согласуется с теорией Лоренца. Но Лармор идет

дальше. Он переходит к новым переменным x_1, y_1, z_1 , причем

$$(x_1, y_1, t_1) = (\epsilon^{1/2} x', y', z'),$$

и вводит новые векторы

$$\begin{aligned}
(a_1, b_1, c_1) &= (\epsilon^{-1/2} a', b', c') = \\
&= (\epsilon^{-1/2} a, b + 4\pi v h, c - 4\pi v g), \\
(f_1, g_1, h_1) &= (\epsilon^{-1/2} f', g', c') = \\
&= \left(\epsilon^{-1/2} f, g - \frac{v}{4\pi C^2} c, h + \frac{v}{4\pi C^2} b \right)
\end{aligned}$$

и время t_1 , определяемое соотношениями

$$\begin{aligned}
dt_1 &= \epsilon^{-1/2} dt'' \\
\text{или } dt_1 &= \epsilon^{-1/2} \left(dt' - \frac{v}{C^2} \epsilon dx' \right).
\end{aligned}$$

После этих подстановок множитель ϵ выпадает из уравнений, так что система уравнений для новых переменных с индексами, отнесенными к движущимся осям, совпадает с системой уравнений Максвелла для неподвижных осей.

Нетрудно видеть, что преобразование первоначальных координат (x, y, z, t) в конечные (x_1, y_1, z_1, t_1) совпадает с преобразованиями Лоренца.

Разбирая распространение волн в движущейся среде, Лармор находит, что скорость электромагнитной волны относительно движущейся среды выражается формулой

$$\frac{V\epsilon^{-1}}{\left(1 + \frac{Vv}{C^2}\right)} = \frac{v \left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right)}{\left(1 + \frac{Vv}{C^2}\right)},$$

где $V = \frac{C}{\mu}$ — скорость света в среде, v — скорость движения среды. Если к этой скорости V волны прибавить скорость среды v , то получится для абсолютной скорости волны в эфире

$$W = v + \frac{v \left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right)}{1 + \frac{Vv}{C^2}} = \frac{v + V}{1 + \frac{Vv}{C^2}}$$

— формула Эйнштейна!

Лармор ограничивается вычислением относительной скорости, которая приближенно равна

$$V \left(1 - \frac{v^2}{C^2} \right) \left(1 + \frac{Vv}{C^2} \right)^{-1} = \\ = V - \frac{v}{\mu^2} - \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu^3} \right) \frac{v^3}{C^3}.$$

Второй член в этом выражении дает коэффициент Френеля. «Оставшийся член, — пишет Лармор, — дает поправку второго порядка согласно нашей гипотезе, которая включает отрицательный результат опыта Майкельсона».

Итак, Лармор находит релятивистскую формулу сложения скоростей и применяет ее для объяснения опыта Физо более чем за пять лет до того, как это было сделано Эйнштейном!

Далее Лармор рассматривает комбинацию положительного и отрицательного электронов, соответствующую позднейшей модели Резерфорда—Бора. Пара электронов противоположного знака образует покоящуюся систему, в которой один электрон описывает вокруг другого круговую орбиту, *не излучая*. Если эта система движется через эфир со скоростью v , лежащей в плоскости орбиты, то орбита сплющивается в направлении движения в отношении $1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{C^2}$, период обращения при этом изменяется в отношении $1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{C^2}$. То обстоятельство, что период меняется только во втором порядке $\frac{v^2}{C^2}$ весьма важно для спектроскопических измерений скоростей небесных тел вдоль луча зрения.

В связи с этими результатами Лармор делает общий вывод, что если допустить, что молекулярные силы электрического происхождения, то движение материальной системы через эфир изменяет размеры системы хотя и незначительно, но вполне определенным образом. Таким образом, он приходит к тем же выводам, что и Лоренц, и в связи с этим цитирует «Опыт» Лоренца в той части, которая касается объяснения опыта Майкельсона с по-

мощью сокращения Лоренца—Фитцджеральда. Выше нами были приведены выдержки из этой части работы Лоренца. Следует отметить, что выдержки из Лоренца, приводимые Лармором, вошли позже в сборник работ Лоренца, Пуанкаре, Эйнштейна, Минковского «Принцип относительности». Этот сборник был переведен и на русский язык.

В связи с представлением о взаимодействии атомов через эфир, Лармор указывает, что такое представление не включает в себя непосредственным образом гравитацию. С другой стороны, аналитическая схема, описывающая поведение свободного эфира, данная Мак-Келлогом и Максвеллом, сводится к линейным уравнениям. Возникает вопрос: не является ли эта линейная схема только первым приближением? Не будут ли относительно незначительные явления, подобные гравитации, описываться с помощью нелинейных членов высшего порядка, входящих в уравнения свободного эфира? Против такой точки зрения говорит субъективное нежелание разрушить идеальную простоту схемы эфира и более весомый факт отсутствия дисперсии свободного эфира для излучения, идущего от небесных тел. Однако незначительность такой дисперсии может быть оценена, если учесть незначительность гравитационного взаимодействия ионов по сравнению с их электрическим взаимодействием. Поскольку эти эффекты возможных нелинейных членов незначительны, предположение, что молекулярные взаимодействия имеют электрическую природу, остается законным. «Таким образом, очень немного говорит за то, чтобы оставить эту лазейку для объяснения гравитации», — пишет Лармор.

С другой стороны, как указывает Лармор, объяснение любого действия таким путем обязательно имеет отношение к излучению, распространяющемуся со скоростью того же порядка, как скорость света. Но скорость распространения грави-

тации, если она вообще конечна, значительно превосходит скорость излучения, и потому гравитация не может быть включена в теорию электрических явлений и явлений излучения. Аналогичное имеет место для молекулярных электрических теорий, развитых Вебером, Клаузиусом и др., которые хорошо описывают обычные электрические явления, но несостоятельны для объяснения излучения.

Лармор пытается решить вопрос о гравитации и других возможных неэлектрических взаимодействиях с помощью анализа размерностей. Этот анализ показывает, что если электроны рассматривать как точечные ядра, являющиеся особыми точками эфира, и если возможна какая-либо система электронов (молекула), то возможна и другая система, для которой все линейные размеры (в том числе и размеры молекулы) и промежутки времени (например, период обращения электронов) изменены по отношению к первой в одном и том же отношении, тогда как электрическое и магнитное поля изменяются в другом отношении. Вообще при наличии только электрических действий не может быть определенных однозначно материальных систем, и поэтому если размеры ядер очень малы по сравнению с их взаимным расстоянием, то силы взаимодействия не будут явно зависеть от этих размеров и масс ядер. В случае же наличия неэлектрических действий и конечных размеров ядер размеры молекул будут вполне определенными. Определенность масштаба молекул несовместима с картиной точечных ядер, взаимодействующих друг с другом электрическими силами. Отсюда гравитация не может быть включена явным образом в схему, удовлетворительно описывающую явления электродинамики и оптики. Постоянство размеров материальных атомов обуславливается неэлектрическими силами, зависящими от величины и структуры электрических атомов. Но опыт

Майкельсона показывает, что такие силы, если они и существуют, играют совершенно подчиненную роль. Мы не можем сейчас представить таких действий, но, как указывает Лармор, «мы едва ли находимся на пороге структуры атома». Эту структуру, указывает Лармор, мы пока не в состоянии установить так детально, чтобы она описывала весь комплекс химических действий. Лармор заключает, что «много надо постулировать, чтобы отразить главные черты этих универсальных агентов, действующих на все виды материи».

Электромагнитные законы и представление о материи как о совокупности точечных заряженных центров позволили Лармору построить электродинамику движущихся сред. Но он допускал возможность иных неэлектрических действий, в результате которых материя составляется из атомов определенных размеров и которые, возможно, описываются добавочными нелинейными членами в уравнениях эфира.

Рассматривая в дальнейших главах излучение электромагнитной энергии движущимися электронами, Лармор находит известное выражение для потери энергии ускоренных электронов. Формула Лармора имеет вид

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 f^2}{C^2},$$

где f — ускорение электрона.

Естественно, что Лармора интересует проблема устойчивости молекулы, состоящей из быстро вращающихся электронов. Он устанавливает, что для того, чтобы молекула не теряла энергию на излучение, должно быть выполнено условие: векторная сумма $\sum e\mathbf{f}$ должна быть постоянно равна нулю. Это условие не выполняется для системы, состоящей из положительного и отрицательного электронов, вращающихся около друг друга, так как система представляет собой простой диполь — герцевский осциллятор. Однако Лармор полагает, что можно

представить модель, удовлетворяющую выдвинутому им условию. Например, этому условию удовлетворяет система положительных электронов, размещенных по кольцу, вращающемуся вокруг внутреннего кольца из отрицательных электронов, находящегося также во вращении. «Вопрос об устойчивости таких групп, служащих для иллюстрации, дает возможность обширных и интересных математических исследований», — пишет Лармор.

«Весьма поразительный факт, — заключает он параграф своей книги, посвященной этому вопросу, — состоящий в том, что длины волн, излучаемых свободными колебаниями молекул, так велики по сравнению с их диаметрами, действительно требует объяснения... По применяемой здесь динамической теории это вызывается тем, что орбитальные скорости электронов имеют примерно такой же порядок малости (превышающий 10^3) по сравнению со скоростью излучения, какой имеют размеры молекул сравнительно с длинами волн».

Если обозначить V_e орбитальную скорость электрона в атоме, l_a — диаметр атома или молекулы, λ — длину волны излучения, c — скорость распространения излучения, то соотношение, формулируемое Лармором, имеет вид

$$\frac{V_e}{c} = \frac{l_a}{\lambda}.$$

Упомянувшийся уже нами Уайт, подставляя для атомных размеров и длины волны квантовомеханические значения, находит, что

$$\frac{l_a}{\lambda} \sim \frac{h^2/4\pi^2 m e^2}{h^3 c/8\pi^3 m c^4} = \frac{2\pi e^2}{hc} = \alpha.$$

Лармор утверждает, что $\frac{V_e}{c} \ll 1$ ($\alpha \ll 1$), иначе система не будет устойчивой. «Энергия орбитальных групп, движущихся с большими скоростями, должна с течением времени чувствительно рассеиваться вследствие излучения, и поэтому такие группы не будут устойчивыми».

Это перекликается с воззрениями, высказанными позднее Бором, что концепция стационарных состояний применима только при $\alpha \ll 1$, когда коэффициенты перехода будут достаточно малыми.

На этом мы закончим обзор книги Лармора и вместе с тем характеристику теорий эфира и материи накануне XX столетия. Как видим, в умах физиков такого класса, как Лоренц и Лармор, уже вызревают идеи, разрабатываемые теорией относительности и квантовой теорией материи. Правда, эти идеи появляются в зачаточном и неосознанном виде, но самый факт их появления знаменателен. Он показывает, что физика начала готовиться к прыжку, совершенному ею в XX в.

МЕХАНИЧЕСКИЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФИР

В теориях Лоренца и Лармора эфир был основной субстанцией вселенной с электромагнитными свойствами, описываемыми уравнениями Максвелла. Но старый механический эфир еще не сошел со сцены. В 1901—1902 гг. Г. А. Лоренц прочитал в Лейденском университете курс лекций под заглавием «Теории и модели эфира». Этот курс вошел в первый том «Лекций по теоретической физике», изданный на английском языке в 1927 г., спустя четверть века после того, как он был прочитан. Русский перевод этих лекций вышел в 1936 г. под редакцией А. К. Тимирязева. В своих лекциях Лоренц излагает механические теории эфира Неймана, Френеля, Мак-Келлога, Томсона (Кельвина), теорию абберации Стокса, притяжение и отталкивание пульсирующих шаров в жидкой среде, короче, всю механику эфира XIX в., которая пыталась интерпретировать механически и сами уравнения Максвелла. В конце лекций Лоренц отмечает эволюцию воззрений на эфир. Он пишет: «В последнее время механические объяснения происходящих в эфире процессов все

более отступают на задний план. Для многих физиков основной частью теории является точное количественное описание явлений, как например данное в уравнениях Максвелла».

В 1903 г. Ланжевен, касаясь поразительной аналогии уравнений механической теории эфира Мак-Келлога и уравнений Максвелла, писал: «Совпадение дифференциальных уравнений говорит об идентичности обоих эфиров, и это привело к электромагнитной теории света, в которой световая волна рассматривается как электромагнитная волна: две первичные величины: электрическое и магнитное поля вместе с представлениями о пространстве и времени полностью определяют состояние среды». «По-моему, — говорит Ланжевен, — теории Лоренца и Лармора, по существу, являются просто попытками воссоздать, исходя из этой начальной и простой среды, из этого субстрата вселенной, сложную среду, представляющую собой материю».

Этот электромагнитный эфир Лоренца и Лармора завершает, как отмечает Ланжевен, эволюцию, начавшуюся в тот день, «когда Фарадей впервые задумался над ролью среды в электромагнитных явлениях».

Но и у Лоренца и особенно у Лармора в таких терминах, как «смещение», еще чувствуется давление механических образов, ясно ощущается тенденция создать «динамику эфира», и недаром Лармор называет уравнения Максвелла «динамическими уравнениями». Особенно сильно механистические тенденции проскальзывают у соотечественника Лармора Оливера Лоджа, книга которого «Мировой эфир» вышла в 1909 г., т. е. уже после создания теории относительности. В этой книге Лодж подсчитывает плотность и массу эфира, его упругость и вязкость. «Я теперь, — пишет Лодж в начале своей книги, — берусь защищать точку зрения на эфир не только как на среду, вездесущую и

всепроницающую, но и массивную и вещественную свыше всякого представления. Дело клонится к тому, чтобы признать его наиболее вещественным предметом — быть может, единственно вещественным во всей материальной вселенной».

Следуя Лармору, Лодж рисует картину образования материи из эфира: «Материя составлена, тем или иным способом, из электронов; последние же, в свою очередь, рассматриваются как особый вид, или определенное структурное состояние, того же самого эфира». И далее: «Итак, эфир несжимаем, а электрон, по предположению, состоит просто и исключительно из эфира; отсюда вытекает, что электрон не может представлять собой ни сгущения, ни разрежения эфира, а должен быть некоторой особенностью строения или некоторой частью, почему-нибудь отличающейся от остального. Возможно, например, что он представляет собой нечто аналогичное вихревому кольцу, отличающ от остального эфира в кинетическом отношении, т. е. в силу своего вращательного движения; или, может быть, он отличается в статическом отношении, будучи чем-нибудь таким, что можно назвать центром натяжения или местом, где произошла деформация кручения, или, может быть, даже чем-нибудь таким, чего нельзя в настоящее время представить себе достаточно ясно и определенно, в этом направлении были сделаны, впрочем, разные попытки».

Нельзя не заметить приверженности Лоджа к механическим образам (кручение, натяжение и т. д.). Интересно, однако, что образ электрона как некоего «узла» в эфире позволяет Лоджу сделать замечательный вывод о возможном процессе «аннигиляции» электрона, который позволяет слить электрон с общей массой мирового эфира.

Концепция Лармора—Лоджа идейно связана с теорией вихревых атомов В. Томсона (Кельвина). Характеризуя эти теории, Д. Д. Том-

сон писал: «По этой теории разница между веществом и не веществом, а также между различными видами вещества сводится к различию в форме движения внутри несжимаемой жидкости в различных местах, а само вещество рассматривается, как совокупность тех частей жидкости, в которых происходит вихревое движение».

Но Д. Д. Томсон указывает, что эта теория представляет огромные математические трудности, и поэтому предпочитает ей кинетическую корпускулярную теорию, в которой корпускулы (электроны) рассматриваются как элементарные частицы материи. В дальнейшем теория строения вещества пошла именно по этому пути. Основная задача атомистической теории, как она была представлена Д. Д. Томсоном, за-

ключалась в том, «чтобы построить модель атома, составленного из определенных сочетаний положительного и отрицательного электричества, которая представляла бы более близкое подобие свойств действительного атома».

Таким образом, Лоренц и Лармор вплотную поставили задачу построения полной теории электродинамических и оптических явлений в движущихся телах и сами сделали первые попытки построения такой теории. Д. Д. Томсон выдвинул задачу создания корпускулярной теории вещества и электродинамической модели атома и сам сделал попытку построения такой теории.

Физики XX в., и прежде всего Эйнштейн и Бор, указали новые пути решения этих фундаментальных задач, стоящих перед физикой.

РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВИЖУЩИХСЯ
СРЕД ЛОРЕНЦА

Решение жгучей проблемы электродинамики движущихся сред было получено почти одновременно Лоренцем, Пуанкаре и Эйнштейном. В 1904 г. в «Известиях Амстердамской Академии» была опубликована работа Г. А. Лоренца «Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей, чем скорость света». В начале этой статьи Лоренц указывает на то, что проблема определения влияния поступательного движения системы на электрические и оптические явления решается сравнительно просто, когда принимают в расчет только те члены, которые содержат первый порядок отношения скорости перемещения w (Лоренц заменяет свое прежнее неудачное обозначение для этой скорости p) к скорости света c (это обозначение также заменяет его прежнее обозначение V). «Случаи же, в которых могут быть обнаружены величины второго порядка, т. е. порядка $\frac{w^2}{c^2}$, представляют более значительные трудности». В свя-

зи с этим Лоренц упоминает о своей попытке и попытке Фитцджеральда объяснить отрицательный результат в опыте Майкельсона с помощью гипотезы о сокращении размеров твердых тел в направлении движения.

Ирландский физик Джордж Фитцджеральд скончался в 1901 г. Поэтому вопрос о его возможном дальнейшем участии в решении проблемы остается открытым. Что же касается другого автора гипотезы, Лоренца, то он не перестал интересоваться этой фундаментальной проблемой. Через четыре года после появления своего «Опыта» в статье «Простая теория электрических и оптических явлений в движущихся телах» он, однако, вновь вернулся к этому вопросу и здесь ввел преобразования вида

$$x' = \frac{V}{V^2 - p_x^2} x, \quad y' = y, \quad z' = z,$$

$$t' = t - \frac{p_x}{V^2 - p_x^2} x.$$

Однако результаты, полученные им в этой работе, его не удовлетворили. «Теперь я надеюсь рассмотреть этот вопрос с большим успехом», — пи-

шет он в своей новой статье. В ней он упоминает о новых опытных попытках обнаружить эффект второго порядка, а именно о попытке Рэля (1902) и Брейса (1904) обнаружить двойное преломление, вызываемое движением Земли и об опытах Троутона и Нобля (1903), в которых авторы хотели обнаружить механический вращательный момент, который должен возникать в заряженном конденсаторе, вследствие движения Земли.

Теорию этого опыта Лоренц дал в своей статье по электронной теории, опубликованной в Математической энциклопедии. Лоренц в этой теории уже исходит из понятия электромагнитного количества движения, которым, как мы видели, он в 1895 г. еще не владел. Если обозначить электромагнитное количество движения $\vec{G}$ (Лоренц использует для векторов готический шрифт), то момент, испытываемый заряженным конденсатором в системе, движущейся со скоростью $\vec{\omega}$, будет

$$[\vec{G}\vec{\omega}].$$

Если принять за ось z направление, перпендикулярное пластинам конденсатора, а скорость $\vec{\omega}$ имеет направление, параллельное этим пластинам, и если U — энергия конденсатора, то компоненты вектора $\vec{G}$ будут иметь вид (с точностью до членов первого порядка $\frac{v^2}{c^2}$)

$$G_x = \frac{2U}{c^2} \omega_x, \quad G_y = \frac{2U}{c^2} \omega_y, \quad G_z = 0.$$

Отсюда для момента, испытываемого заряженным конденсатором в движущейся системе, имеем с точностью до второго порядка $\frac{v^2}{c^2}$

$$\frac{2U}{c^2} \omega_y \omega_z, \quad -\frac{2U}{c^2} \omega_x \omega_z, \quad 0.$$

Если ввести угол между направлением скорости и нормально к пла-

стинам α , то величина момента будет

$$U \frac{\omega^2}{c^2} \sin 2\alpha.$$

Этот момент стремится повернуть конденсатор в такое положение, чтобы его пластины были параллельны движению Земли.

Конденсатор в опыте Траутона-Нобля состоял из оловянных листочков, проложенных слюдой. Он подвешивался на тонкой проволочке из фосфорной бронзы. Одна группа обкладок заряжалась от электростатической машины до 2000—3000 в, другая заземлялась через платиновую проволочку и сосуд с серной кислотой. Система защищалась цинковым цилиндром, соединенным с землей и с раствором серной кислоты. Поворот конденсатора наблюдался с помощью зеркала, прикрепленного к нити. В различные моменты суток наблюдалось положение зеркала. В случае наличия эффекта зеркальце при наблюдении в трубу на расстоянии 1 м сместилось бы по шкале на 3, 4 см. Никаких регулярных отклонений не наблюдалось, случайные же отклонения не превышали 5 мм.

Таким образом, новые опыты еще более настоятельно побуждали исследовать проблему. Кроме того, на парижском конгрессе физиков в 1900 г. Пуанкаре критиковал гипотезу Лоренца—Фитцджеральда, указывая на ее искусственный характер. Поэтому возникла настоятельная необходимость построить теорию, которая могла бы «с помощью определенных условий допущения показать, что многие электромагнитные явления строго, т. е. без какого-либо пренебрежения членами высших порядков, не зависят от движения системы».

Лоренц исходит из основных уравнений электронной теории для эфира в том виде, как они были написаны им в его статье «Электронная теория», опубликованной в Математической энциклопедии (1903). Эти уравнения общезвестны, и мы

их снова выписывать не будем. Для системы, движущейся со скоростью $\vec{w}$ в направлении оси x , эти уравнения электронной теории, отнесенные к «сопровождающей» системе координат, принимают вид:

$$\frac{dh_x}{dy} - \frac{\partial h_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) dx + \frac{1}{c} Q(w + u_x),$$

$$\frac{\partial h_x}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) dv + \frac{1}{c} Q u_y,$$

$$\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) dz + \frac{1}{c} Q u_z,$$

$$\frac{\partial d_z}{\partial y} - \frac{\partial d_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) h_x,$$

$$\frac{\partial d_x}{\partial z} - \frac{\partial d_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) h_y,$$

$$\frac{\partial d_y}{\partial x} - \frac{\partial d_x}{\partial y} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial z} - w \frac{\partial}{\partial x} \right) h_z,$$

$$f_x = dx + \frac{1}{c} (u_y h_z - u_z h_y),$$

$$f_y = dy + \frac{1}{c} (u_z h_x - u_x h_z) - \frac{1}{c} w h_z,$$

$$f_z = dz + \frac{1}{c} (u_x h_y - u_y h_x) + \frac{1}{c} u h_y,$$

где u — относительная скорость электрона.

Затем Лоренц вводит свои преобразования координат:

$$x' = k l x, \quad y' = l y, \quad z' = l z,$$

$$t' = \frac{l}{k} x - k l \frac{w}{c^2} x,$$

где $k^2 = \frac{c^2}{c^2 - w^2}$, а l — постоянная, подлежащая дальнейшему определению. Далее, введя новые векторы $\vec{d}'$ и $\vec{h}'$ посредством равенств

$$d'_x = \frac{1}{l^2} dx,$$

$$d'_y = \frac{k}{l^2} \left(dy - \frac{w}{c} h_z \right),$$

$$d'_z = \frac{k}{l^2} \left(dz + \frac{w}{c} h_y \right),$$

$$h'_x = \frac{1}{l^2} h_x,$$

$$h'_y = \frac{k}{l^2} \left(h_y + \frac{w}{c} d_z \right),$$

$$h'_z = \frac{k}{l^2} \left(h_z - \frac{w}{c} d_y \right)$$

и положив $\frac{1}{k l^3} Q = Q'$, $k^2 u_x = u'_x$,

$k u_y = u'_y$, $k u_z = u'_z$, и обозначив далее штрихом производные по новым переменным, Лоренц получает следующую систему уравнений в движущейся среде:

$$\text{div}' \vec{d}' = \left(1 - \frac{w u'_x}{c^2} \right) Q',$$

$$\text{rot}' \vec{h}' = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{d}'}{\partial t'} + Q' \vec{u}' \right),$$

$$\text{div}' h' = 0,$$

$$\text{rot}' \vec{d}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}'}{\partial t'},$$

$$f_x = l^3 d'_x + l^2 \frac{1}{c} (u'_y h'_z - u'_z h'_y) + l^2 \frac{w}{c^2} (u'_y d'_y + u'_z d'_z),$$

$$f_y = \frac{l^2}{k} d'_y + \frac{l^2}{k} \frac{1}{c} (u'_z h'_x - u'_x h'_z) - \frac{l^2}{k} \frac{w}{c^2} u'_x d'_y,$$

$$f_z = \frac{l^3}{k} d'_z + \frac{l^2}{k} \frac{1}{c} (u'_x h'_y - u'_y h'_x) - \frac{l^2}{k} \frac{w}{c^2} u'_x d'_z.$$

Как видим, преобразованные уравнения получились довольно громоздкими. Впоследствии (в 1912 г.) Лоренц добавил примечание, в котором признает, что ему не удалось в полной мере получить формулы преобразования теории относительности Эйнштейна и вследствие этого не удалось уничтожить член $-\frac{w u'_x}{c^2}$

в первом уравнении и, таким образом, сделать уравнение полностью тождественным с уравнениями в покоящейся системе. «С этим обстоя-

тельством, — самокритично добавляет Лоренц, — связана беспомощность некоторых дальнейших рассуждений в этой работе». Заметим, что это критическое примечание при публикации работы Лоренца в Сборнике сочинений редакторами тома П. Зеemannом и А. Д. Фоккером опущено, хотя они правильно подчеркивали в предисловии приверженность Лоренца к концепции неподвижного эфира и его убеждение в формальном характере «местного времени».

Обсуждая следствия из своих уравнений, Лоренц вводит дополнительные гипотезы, а именно: «электроны, которые в состоянии покоя рассматриваются как шары радиуса R , изменяют свои размеры под влиянием поступательного движения, а именно: размеры в направлении движения уменьшаются в kl раз, а размеры в перпендикулярных движении направлениях — в l раз».

Эту деформацию Лоренц обозначает $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$. Второе допущение Лоренца состоит в том, что «силы, действующие между незаряженными частицами, так же как и силы, действующие между незаряженными частицами и электронами, вследствие поступательного движения подвергаются изменению точно таким же образом, как электрические силы электростатической системы».

Отсюда следует, что, какова бы ни была природа частиц весомого тела, поступательное движение его будет производить деформацию $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$. Теперь гипотеза Лоренца, высказанная в связи с отрицательным результатом опыта Майкельсона, содержится в этой более общей гипотезе.

Лоренц далее обсуждает величину электромагнитного импульса, который он представляет в виде

$$\vec{G} = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} k l \vec{w}.$$

Это соотношение строго применяется только к случаю равномерного и

прямолинейного движения системы. Но для медленных движений оно приближенно справедливо для каждого момента времени. В этом случае, разлагая действующую на электрон силу на тангенциальную составляющую $\vec{F}_1$ и нормальную составляющую $\vec{F}_2$, получим

$$\vec{F}_1 = m_1 \vec{j}_1, \quad \vec{F}_2 = m_2 \vec{j}_2,$$

где

$$m_1 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \frac{d(klw)}{dw}, \quad m_2 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} kl.$$

«Следовательно, — пишет Лоренц, — в процессах, при которых возникает ускорение в направлении движения, электрон ведет себя так, как будто он имеет массу m_1 , а при ускорении в направлении, перпендикулярном к движению, как будто он обладает массой m_2 . Величинам m_1 и m_2 поэтому удобно дать названия «продольной» и «поперечной» электромагнитных масс. Я полагаю, что *сверх этого нет никакой «действительной» или «материальной» массы».*

В подчеркнутых Лоренцем словах содержится то утверждение, которое дало повод идеалистически настроенным философам и естествоиспытателям говорить об «исчезновении материи». К этому вопросу мы еще вернемся в дальнейшем.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МАССА

Понятие электромагнитной массы было введено в науку Д. Д. Томсоном в 1881 г. В своей книге «Recollections and Reflections» («Воспоминания и размышления»), вышедшей в 1936 г., он следующим образом поясняет основную идею своей работы.

«Вычисления в этой статье были длинными, но в ней содержится один результат, который может быть получен без вычислений и который образует основу большей части моей работы. По максвелловской теории магнитная сила пропорциональна скорости изменения электри-

ческой силы. Если e — заряд и v — скорость, то электрическая сила в данной точке пропорциональна e , а скорость ее изменения пропорциональна ev ; следовательно, в любой точке должна существовать магнитная сила, пропорциональная ev ; но там, где есть магнитная сила, имеется энергия и величина энергии на единицу объема пропорциональна квадрату магнитной силы. Следовательно, энергия в пространстве вокруг движущегося заряда должна быть равна величине Ae^2v^2 , где A — положительная величина, зависящая от формы и размеров заряженного тела. Если частица не заряжена, ее энергия должна быть $\frac{mv^2}{2}$, m — масса частицы. Следовательно, полная кинетическая энергия заряженного тела будет $\left(\frac{m}{2} + Ae\right)v^2$, т. е. его кинетическая энергия и, следовательно, его поведение под действием силы будут такими же, как если бы его масса была не m , а $m + 2Ae$. Следовательно, масса возрастает при заряджении и поскольку это возрастание обусловлено магнитной силой в пространстве вокруг заряда, то приращенная масса находится в этом пространстве, а не в заряженной частице».

Особенно существенное значение имеет тот факт, что электромагнитная масса зависит от скорости. Если для массы электрона, представляющего собой заряженную сферу радиуса a , в состоянии покоя

$$m_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{a},$$

где e — заряд электрона в электромагнитных единицах, a — радиус сферы, то для электрона, движущегося со скоростью v ,

$$m = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{ak}, \text{ где } k^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}.$$

И следовательно,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

В связи с этим результатом Томсон в своих «Воспоминаниях» пишет: «Максвелл прилагал свою теорию только к среде, свободной от электрических зарядов, но если мы применим ее к случаю движущегося электрического заряда, то мы приходим к следствию весьма фундаментального характера, аналогичному тому, которое позже было получено из соображений относительности».

В известном курсе «Теория электричества» немецкий физик Макс Абрагам писал, как бы подтверждая сказанное здесь Томсоном: «У английских исследователей, непосредственно примыкающих к Максвеллу, Д. Д. Томсона и О. Хевисайда впервые встречается представление о такой «кажущейся» массе конвективно движущегося электричества». При этом Абрагам указывает, что он имеет в виду упомянутую выше работу Томсона 1881 г. и работу Хевисайда 1889 г. Сам Абрагам посвятил вопросам динамики электрона и электромагнитной массы фундаментальную работу, опубликованную в «Геттингенских известиях» в 1902 г. и в журнале «Annalen der Physik» в 1903 г. В этих работах Абрагам устанавливает важнейшее понятие электромагнитного импульса и выводит формулу для электромагнитной массы электрона. Исходным пунктом работ являются опыты геттингенского физика В. Кауфмана по отклонению β -лучей в электрическом и магнитном полях, которые Кауфман проводил в течение ряда лет, начиная с 1901 г. Об этих опытах мы подробнее скажем дальше.

Основные постулаты динамики электрона Абрагам сжато и ясно изложил в своей статье «Основные гипотезы электронной теории», опубликованной в 1904 г.

Вот эти постулаты:

А. В пространстве, лишенном материи и электричества, имеют место уравнения Максвелла.

В. Электричество состоит из дискретных положительно и отрицательно заряженных частиц, называемых «электронами». В связи с

пунктом А Абрагам указывает, что это свободное пространство является абсолютной системой отсчета. В связи с пунктом В он говорит, что электричество является посредником во взаимодействиях материи и эфира.

С. Всякий электрический ток является конвекционным током движущихся электронов. Конвекционный ток создает такое же магнитное поле, как и эквивалентный ему ток проводимости в теории Максвелла—Герца.

Д. Электромагнитная сила складывается из силы, действующей в электрическом поле на неподвижный заряд, и из силы, действующей в магнитном поле на движущееся электричество.

«Эти четыре положения, — пишет Абрагам, — представляют собой общие положения электронной теории. Всякое исследование, основанное на них, и только такое исследование, будет считаться включенным в рамки электронной теории».

«В моих исследованиях, — пишет Абрагам, — я придал динамике электрона форму, пригодную для истолкования опытов Кауфмана на чисто электромагнитной основе. При этом я, кроме общих основных гипотез электронной теории, ввел следующие частные гипотезы.

Е. Электромагнитные силы внешнего поля и поля, возбужденного самим электроном, уравновешиваются в соответствии с механикой твердых тел.

Ф. Электрон вообще не может быть деформирован.

Г. Он является шаром с равномерным объемным и поверхностным распределением заряда».

Основываясь на этих гипотезах, Абрагам дает следующие выражения для продольной и поперечной масс электрона, представляющего собой сферу радиуса a и зарядом e , распределенным по ее поверхности.

Продольная масса:

$$m_s = \frac{e^2}{2ac^2} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) + \frac{2}{1-\beta^2} \right\},$$

Поперечная масса:

$$m_r = \frac{e^2}{2ac^2} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left\{ \left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \right) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 1 \right\},$$

где $\beta = \frac{v}{c}$. Для $\beta \ll 1$ величиной β^2 можно пренебречь, и мы получаем, что для покоящегося электрона продольная и поперечная массы совпадают и равны

$$m_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{ac^2}.$$

В случае объемного заряда

$$m_0 = \frac{4}{5} \cdot \frac{e^2}{ac^2}.$$

Для обоих случаев общее выражение для продольной и поперечной масс можно написать в виде

$$m_s = m_0 \frac{3}{4} \chi(\beta),$$

$$m_z = m_0 \frac{3}{4} \psi(\beta),$$

где m_0 подставляется в соответствии с законом распределения заряда (поверхностным или объемным), а функции β имеют вид

$$\begin{aligned} \chi(\beta) &= \\ &= \frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) + \frac{2}{1-\beta^2} \right\}, \\ \psi(\beta) &= \\ &= \frac{1}{\beta^2} \left\{ \left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \right) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 1 \right\}. \end{aligned}$$

Идея электромагнитного импульса автоматически приводит к существованию светового давления, которое П. Н. Лебедев обнаружил и измерил в своих тонких опытах 1899—1901 гг. Опираясь на эти измерения, австрийский физик Фридрих Газенорль в 1904—1905 гг. получил формулу электромагнитной массы $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. В основе его



Ф. Газенорль.

расчетов лежит мысленный эксперимент с полым объемом, заполненным электромагнитным излучением, которому сообщается ускорение. В своем расчете Газенорль приводит к формуле связи между массой и энергией излучения

$$m = \frac{4}{3} \cdot \frac{E}{c^2},$$

которая отличается от формулы Эйнштейна коэффициентом $4/3$.

Следует отметить, что такую же формулу получил Томсон в 1881 г.

Вернемся, однако, к Лоренцу. Выражения полученные Лоренцом для продольной и поперечной массы

$$m_1 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \cdot \frac{d(klw)}{dw}, \quad m_2 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \cdot kl,$$

содержат, как и преобразования Лоренца, неопределенную величину l . Преобразуя движение в неподвижном пространстве в движение, отнесенное к движущимся осям, Лоренц приходит к следующим формулам для преобразования ускорений и масс.

$$\vec{j}(\Sigma) = \left(\frac{1}{k^3}, \frac{1}{k^2}, \frac{1}{k^2} \right) \vec{j}(\Sigma'),$$

$$m(\Sigma) = (k^3 l, kl, kl) m(\Sigma').$$

Здесь Σ обозначает движущуюся систему, Σ' соответствующую непод-

вижную. Эти соотношения приводят его к результату $l = \text{const}$, и так как для $w = 0$, $l = 1$, то $l = 1$. «Это ведет к предположению, что влияние поступательного движения (как для отдельного электрона, так и в целом) простирается только на размеры в направлении движения, а именно: последние делаются в k раз меньше по сравнению с состоянием покоя».

Из приведенных выше формул для продольной и поперечной масс получаем, положив $l = 1$,

$$m_1 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^{3/2}},$$

$$m_2 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Эти значения, как отмечает Лоренц, отличаются от значений Абрагама. «Результаты Абрагама, касающиеся поперечной массы, подтвердились замечательным образом на измерениях лучей радия в электрическом и магнитном полях, проведенных Кауфманом». Это, отмеченное Лоренцем обстоятельство, вынуждает его поставить вопрос о соответствии его теории с опытами Кауфмана. Он пересчитывает результаты Кауфмана и получает хорошее совпадение со своей теорией.

Вопрос об опытах Кауфмана и его роль в теории относительности был весьма актуальным на ранних этапах теории и поэтому возбудил большую полемику, в которой, кроме Кауфмана, принимали участие Планк и Штарк. К этой полемике и к самим опытам Кауфмана мы вернемся после рассмотрения работы Эйнштейна.

Итак, в теории Лоренца, в отличие от теории Абрагама, электрон является не твердым шариком, а деформируемым образованием. При движении шар сплющивается в эллипсоид. Следует отметить, что подобная деформация шара в эллипсоид при равномерном поступательном движении была рассмотрена в

1889 г. Хевисайдом, показавшим, что при такой деформации равновесное распределение заряда на поверхности остается равномерным, как и в случае неподвижного шара. Мортон и Сирль в 1896 г. исследовали случай проводящего эллипсоида, движущегося равномерно. Эллипсоид Хевисайда—Лоренца имеет оси (ka, a, a) . Бухерер (1904) рассматривал эллипсоид постоянного объема, оси которого равны соответственно $a_0 k^{-2/3}$, $a_0 k^{-1/3}$, $a_0 k^{-1/3}$. Этот эллипсоид единственный, для которого работа сил, вызывающая перемещение, равна приросту электромагнитной энергии. Для электрона Бухерера продольная масса

$$m_s = m_0 k^{-2/3} \left(1 - \frac{1}{3} \beta^2 \right),$$

а поперечная масса

$$m_r = m_0 k^{-2/3} = m_0 (1 - \beta^2)^{-1/3}.$$

Эту же гипотезу приводил и Ланжевэн. 22 сентября 1904 г. Ланжевэн выступил на конгрессе в Сен-Луи с докладом «Физика электронов» (доклад Лоренца, составляющий содержание его знаменитой работы, был сделан на заседании Голландской Академии наук 23 апреля 1904 г.). То электрическое и магнитное поле, которое сопровождает движущийся равномерно и прямолинейно электрон, Ланжевэн называет электромагнитным «следом» или «бороздой» и, изучая этот след, вычисляет электромагнитную инерцию. Говоря о возможности обнаружить движение электромагнитной системы относительно эфира (абсолютное движение), Ланжевэн пишет: «Лармор и более подробно Лоренц доказали, что если в движущейся системе существует только действие, возникшее в результате электромагнитных явлений, то вполне возможно установить точное статическое соответствие (относящееся к положению равновесия или черным полосам интерференции в оптике) между системой, находящейся в движении, и системой, неподвижной отно-

сительно эфира. Это может быть достигнуто при помощи преобразования переменных, которые в электромагнитных уравнениях сохраняют по отношению к движущимся осям такую же форму, какой они обладают по отношению к неподвижной системе осей. Различие этих систем состоит в том, что подвижная из них слегка сплюснута по отношению к неподвижной — в направлении движения — на величину, пропорциональную квадрату отношения скорости движения к скорости света.

Это сплющивание в равной мере влияет на все элементы движущейся системы, даже на энергию, если только внутренние воздействия являются исключительно электромагнитными или же ведут себя как таковые и если наблюдатель не может установить это сплющивание, так же как и скорость увлекающего его движения. Так объясняются многочисленные, давшие отрицательный результат опыты в этом направлении Майкельсона и Морли, Рэлея, Брейса, Траутона и Нобля, если допустить, что все внутренние действия в материи — электромагнитного происхождения. Возможно, что опыты другого типа, чем те, которые пытались производить до сих пор, опыты динамические, а не статические, позволят, наконец, установить абсолютное движение, уловить оси, связанные с эфиром, вместо того чтобы просто предполагать их существование».

Мы привели эту длинную поддержку из Ланжевэна потому, что она сжато и ясно рисует ситуацию, обозначившуюся в трудах Лармора и Лоренца. Принцип относительности, оказывается применим только для электромагнитных сил, которые и обуславливают упомянутую деформацию пространства. Если же существуют другие, не электромагнитные силы, то абсолютное движение относительно эфира, возможно, будет обнаружено. При этом опыты должны быть не статического характера, какими они были до сих пор. Деформация системы, описанная

выше, относилась к неизменным положениям частиц друг относительно друга. Но частицы (молекулы) находятся в состоянии непрерывного движения.

Лоренц предполагает, что молекулярное движение не изменяет картины и, таким образом, соответствие сохраняется. При этом, конечно, предполагается, что молекулярные силы ведут себя как силы электромагнитные. По поводу этой гипотезы Ланжевэн замечает: «При современном состоянии вопроса эта гипотеза слишком сложна и прибегать к ней нет необходимости. Вполне вероятно, что эти постоянные влияния, обеспечивающие устойчивость электрона и представляющие связанную с ним силу тяготения, не сказываются в заметной степени в приведенных выше опытах, и все в них происходит так, как если бы существовали только электромагнитные силы, которые одни лишь играют в них роль».

Таким образом, принцип относительности Лармора—Лоренца—Ланжевэна следует назвать *электромагнитным принципом относительности*, который только приближенно справедлив и для других неэлектромагнитных сил*.

Говоря об электромагнитной массе, Ланжевэн приводит три выражения для отношения $\frac{m}{m_0}$, где m — поперечная масса, которая только и фигурирует в опытах Кауфмана, а m_0 — масса покоя. Это отношение выражается в функции β .

Для изменяющегося сферического электрона (гипотеза Абрагама)

$$\frac{m}{m_0} = \frac{3}{4} \psi(\beta) = \frac{3}{4\beta^2} \left[\frac{1+\beta^2}{2\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 1 \right].$$

* Правда, Лоренц, выдвинув гипотезу, что и другие силы ведут себя подобно электромагнитным, имел в виду более широкое значение принципа относительности. Но поскольку у Лоренца оставался электромагнитный эфир, его принцип также электромагнитный.

Изменяющийся электрон при постоянном экваториальном диаметре (гипотеза Лоренца)

$$\frac{m}{m_0} = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

И при постоянном объеме (гипотеза Ланжевэна—Бухерера)

$$\frac{m}{m_0} = (1 - \beta^2)^{-1/3}.$$

Ланжевэн наносит на теоретические кривые вычисленные по этим трем формулам экспериментальные данные Кауфмана и показывает, что совпадение примерно одинаково во всех трех случаях. Опыты Кауфмана, таким образом, не обладают достаточной точностью, чтобы помочь сделать выбор. И тем не менее, отметим это еще раз, они вызвали обширную дискуссию, так как рассматривались как аргумент против теории относительности.

ТЕОРИЯ ПУАНКАРЕ

В 1905 г. вопросу электродинамики движущихся сред были посвящены две фундаментальные работы: А. Пуанкаре «О динамике электрона» и А. Эйнштейна «К электродинамике движущихся сред».

Сообщение А. Пуанкаре было помещено в докладах Парижской Академии в 1905 г., а полностью работа была напечатана в итальянском журнале математического кружка Палермо в 1906 г. Пуанкаре уже со всей ясностью утверждает принцип относительности, как общий закон природы. «Эта невозможность доказать опытным путем абсолютное движение Земли, — пишет он, — представляет, по-видимому, общий закон природы; мы, естественно, приходим к тому, чтобы принять этот закон, который мы называем постулатом относительности, и принять без оговорок». Но математик Пуанкаре не слишком озабочен вопросом о справедливости этого принципа вообще. Для него достаточно, что этот принцип можно по-

стилировать и исследовать следствия из него. «Все равно (курсив мой. — П. К.), будет ли позднее этот постулат, до сих пор согласующийся с опытом, подтвержден или опровергнут более точными измерениями, сейчас, во всяком случае, представляется интересным посмотреть, какие следствия могут быть из него выведены».

Пуанкаре отмечает, что полученные им результаты «согласуются во всех наиболее важных пунктах с теми, которые получил Лоренц». Однако, по мнению Пуанкаре, теория Лоренца требует допущения силы, производящей деформацию электрона. «Я пытался определить эту силу и нашел, что она может быть приравнена постоянному внешнему давлению, действующему на деформируемый испускаемый электрон, работа которого пропорциональна изменению объема этого электрона».

Но не только в этом электродинамическом результате Пуанкаре развивает и углубляет теорию Лоренца. Он исследует ту гипотезу Лоренца, согласно которой «все силы, какого бы они ни были происхождения, ведут себя благодаря преобразованию Лоренца (и, следовательно, благодаря поступательному перемещению) точно так же, как электромагнитные силы». В связи с этим Пуанкаре подробно исследует силу тяготения. Эта первая попытка привести гравитацию в соответствие с принципом относительности.

В своем исследовании Пуанкаре пользуется системой единиц, во-первых, рационализированной, во-вторых, такой, в которой $c=1$. Преобразования Лоренца у него принимают вид

$$x' = k l (x + \epsilon t), \quad y' = l y, \quad z' = l z, \\ t' = k l (t + \epsilon x), \quad k = \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon^2}}.$$

При этом Пуанкаре делает важное указание: преобразования Лоренца образуют группу. Исследованию



А. Пуанкаре.

группы Лоренца он посвящает специальный параграф своей работы. Свойства преобразований группы приводят к выводу, что $l=1$. Этот важный вывод, как показывает Пуанкаре, является причиной лоренцевской деформации электрона. «Преобразования, не изменяющие уравнения движения, должны составлять группу, а это может иметь место только при $l=1$ ».

Так как мы не можем знать, находится ли электрон в состоянии покоя или в состоянии абсолютного движения, то необходимо, чтобы при своем движении он подвергался деформации, которая должна быть точно такой, которая предписывается ему соответствующим преобразованием группы». При этом преобразовании Пуанкаре мимоходом получает релятивистскую формулу сложения скоростей.

Приведем в заключение характеристику работы Пуанкаре, данную Д. Д. Иваненко и В. К. Фредериксом в примечании к ее русскому переводу.

«Прежде всего, Пуанкаре, как и Эйнштейн, выдвигает основную идею в виде четкого «постулата относительности» — у Эйнштейна «принцип относительности». Преоб-

разования Лоренца (также термин Пуанкаре) составляют группу в многообразии четырех измерений и Пуанкаре находит инварианты этой группы. Преобразования плотности токов, плотности электричества и напряжений электрического и магнитного поля с изумительной простотой и последовательностью получаются в окончательном виде (в отличие от статьи Лоренца) из преобразований координат и немногих определений. В статье показана плодотворность использования принципа наименьшего действия, который дан в четырехмерной формулировке. Пользуясь современной терминологией тензорного исчисления, можно сказать, что все величины электромагнитного поля по сути изложения, а также и по форме расположения выкладок с полной очевидностью выступают как тензоры соответствующих рангов четырехмерного многообразия. Все объяснения и расчеты физических явлений, как например сокращение Лоренца — Фитцджеральда, распространение волн или исследование о силе тяжести и возможном изменении в связи с теорией относительности, законов тяготения, ведутся с помощью четко разъясненных теорем о преобразованиях тех или иных величин.

Пуанкаре первый вводит мнимую координату времени и толкует преобразование Лоренца как поворот в пространстве четырех измерений. Здесь он находит также знаменитую теорему о сложении скоростей. Статья Пуанкаре с формальной точки зрения содержит в себе не только параллельную ей работу Эйнштейна, но в некоторых своих частях и значительно более позднюю — почти на три года — статью Минковского, а отчасти даже превосходит последнюю».

Как видим, вклад Пуанкаре в развитие теории относительности весьма существен. Недаром автор известной «Истории эфира» Эдмунд Уайтекер назвал в своей книге принцип относительности принципом

относительности Пуанкаре и Лоренца.

И тем не менее истинным создателем теории относительности был Эйнштейн, а не Пуанкаре, не Лоренц, не Лармор и ни кто-либо другой. Дело в том, что все эти авторы не отрывались от электродинамики и не рассматривали проблему с более широкой точки зрения. Недаром и Лармор, и Лоренц, и Ланжевэн, и тот же Пуанкаре думали о том, а что произойдет, если обнаружатся силы неэлектромагнитного происхождения. Будет ли справедлив принцип относительности? Лармор и Ланжевэн не исключали возможности отрицательного ответа, а Пуанкаре вполне допускал возможность экспериментального опровержения этого принципа.

Иное дело — подход Эйнштейна к этой проблеме. Он взглянул на нее с принципиально новых позиций, с совершенно революционной точки зрения. «Что было при этом нового, — писал М. Борн, — так это признание того, что значение лоренцевских преобразований выходит за пределы связи с уравнениями Максвелла; они затрагивают сущность пространства и времени вообще. Новым был также и взгляд, что «Лоренц — инвариантность» есть общее условие для любой физической теории».

Вот почему история физики связала создание теории относительности с именем Эйнштейна.

ТЕОРИЯ ЭЙНШТЕЙНА

Работа Пуанкаре поступила в печать 23 июля 1905 г. Несколько раньше, 30 июня 1905 г., в редакцию физического журнала «Annalen der Physik» поступила статья служащего швейцарского бюро патентов Альберта Эйнштейна «К электродинамике движущихся тел».

Статья начинается указанием на асимметрию, наблюдаемую согласно электродинамике Максвелла в процессе индукции. Эта асимметрия, замечает Эйнштейн, «по-видимому,

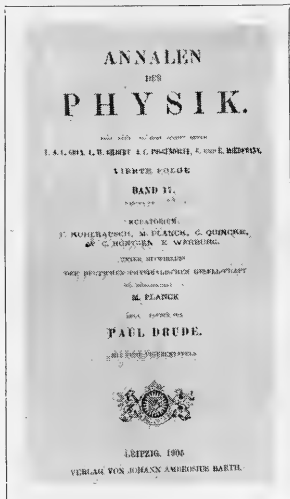
не свойственна самим явлениям». Это обстоятельство, равно как и неудавшаяся попытка обнаружить движение Земли относительно эфира, приводит Эйнштейна к выводу, «что не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя». Эйнштейн постулирует, что «для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, имеют место те же самые электромагнитные и оптические законы, как это уже доказано для величин первого порядка». Эйнштейн называет этот постулат «принципом относительности» и добавляет к нему (что существенно отличает его работу от работ Лоренца и Пуанкаре) новое допущение, «находящееся с первым лишь в кажущемся противоречии, именно, что свет в пустоте всегда распространялся с определенной скоростью V , не зависящей от состояния движения излучающего тела». «Эти две предпосылки, — пишет Эйнштейн, — достаточны для того, чтобы, положив в основу теорию Максвелла для покоящихся тел, построить простую, свободную от противоречий электродинамику движущихся тел». Эта электродинамика не нуждается в эфире, но для ее построения необходимо заново проанализировать факты кинематики твердых тел. Этот анализ и составляет содержание первой части работы Эйнштейна.

Эйнштейн начинает с критического разбора понятия одновременности и показывает, что логически безупречным будет понятие одновременности, основанное на сравнении показаний часов с помощью световых сигналов. Описав мысленный эксперимент по установлению одновременности и времени в данной системе отсчета, Эйнштейн пишет: «Время события — это одновременное с событием показание покоящихся часов, которые находятся в месте события и которые идут синхронно с некоторыми определенными покоящимися часами, причем, с



А. Эйнштейн.

Титульный лист 17-го тома «Ann. d. Phys.» со статьей Эйнштейна 1905 г. «К электродинамике движущихся тел».



одними и теми же часами при всех определениях времени».

Затем Эйнштейн уточняет принцип относительности и принцип постоянства скорости света, формулируя их следующим образом:

«1. Законы, по которым изменяются состояния физических систем, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, эти изменения состояния относятся.

2. Каждый луч света движется в «покоящейся» системе координат с определенной скоростью V , независимо от того, испускается ли луч света покоящимся или движущимся телом.

При этом

$$\text{скорость} = \frac{\text{путь луча света}}{\text{промежуток времени}},$$

причем «промежуток времени» сле-

*Первая страница статьи Эйнштейна
«К электродинамике движущихся тел».*

891

8 Zur Elektrodynamik bewegter Körper; von A. Einstein.

Daß die Elektrodynamik Maxwells — wie dieselbe gegenwärtig aufgestellt zu werden pflegt — in ihrer Anwendung auf bewegte Körper zu Asymmetrien führt, welche den Phänomenen nicht anzuhelfen scheinen, ist bekannt. Man denke z. B. an die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen einem Magneten und einem Leiter. Das beobachtbare Phänomen hängt hier nur ab von der Relativbewegung von Leiter und Magnet, während nach der üblichen Auffassung die beiden Fälle, daß der eine oder der andere dieser Körper der bewegte sei, streng voneinander zu trennen sind. Bewegt sich nämlich der Magnet und ruht der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten ein elektrisches Feld von gewissem Energiewerte, welches an den Orten wo sich Teile des Leiters befinden, einen Strom erzeugt. Ruht aber der Magnet und bewegt sich der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten kein elektrisches Feld, dagegen im Leiter eine elektromagnetische Kraft, welcher an sich keine Energie entspricht, die aber — Gleichheit der Relativbewegung bei den beiden im Auge gefaßten Fällen vorausgesetzt — zu elektrischen Strömen von derselben Größe und derselben Richtung Veranlassung gibt, wie im ersten Falle die elektrischen Kräfte.

Betrachtet ähnlicher Art, sowie die mühsamen Versuche, eine Bewegung der Erde relativ zum „Lichtetherium“ zu konstatieren, führen zu der Vermutung, daß diese Begriffe der absoluten Ruhe nicht nur in der Mechanik, sondern auch in der Elektrodynamik keine Eigenschaften der Ercheinungen entsprechen, sondern daß vielmehr für alle Koordinatensysteme, für welche die mechanischen Gleichungen gelten, auch die gleichen elektrodynamischen auf optischen Gesetze gelten, was dies für die Größen unserer Ordnung bereits erwiesen ist. Wir wollen diese Vermutung (deren Inhalt im folgenden „Prinzip der Relativität“ genannt werden wird) zur Voraussetzung nehmen und außerdem die Zeit über die schiedlich gesetzte

дует понимать в смысле определения в § 1».

Этими принципами Эйнштейн порывает с ньютоновской концепцией абсолютного пространства — времени. Понятия абсолютного пространства и абсолютного времени, по Эйнштейну, не имеют физического смысла. Физика имеет дело с телами и часами. Твердые тела образуют тот «каркас», который мы называем системой отсчета.

Постулаты Эйнштейна, естественно, приводят его к установлению относительности таких понятий, как «длина», «время», «одновременность». Выяснению этого обстоятельства посвящен § 2 его работы «Об относительности длин и времени».

В следующем параграфе Эйнштейн выводит преобразования Лоренца. Эти преобразования не являются теперь специально придуманными для описания электромагнитных процессов в движущихся телах, они имеют совершенно общее значение. Эйнштейн придал им ту форму, в которой они известны ныне под «преобразованиями Лоренца»:

$$\tau = \beta \left(t - \frac{v}{V} x \right),$$

$$\xi = \beta (x - vt),$$

$$\eta = y,$$

$$\zeta = z,$$

где x, y, z, t — координаты и время в «покоящейся» системе K ,

ξ, η, ζ, τ — координаты и время в движущейся системе K' ,

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}},$$

где V — скорость света. Затем Эйнштейн получает из этих преобразований сокращение Лоренца—Фитцджеральда. Но если у Лоренца, Фитцджеральда, Лармора и это сокращение является свойством электромагнитных сил, то у Эйнштейна оно является общим свойством пространства и времени. Эйнштейн «снял» вопрос, так мучивший Лармора, Лоренца, Ланжевена: что бу-

дет с принципом относительности, если в природе откроются новые не-электромагнитные силы? Является ли принцип относительности справедливым только для членов второго порядка отношения $\frac{v^2}{V^2}$ и несо- стоятельным при более высокой степени приближения?

Эйнштейн отвечает на этот вопрос утверждением, что принцип относительности является абсолютным законом природы, не зависящим от физической природы сил, действующих между частицами материи, от степени точности наших измерений. В природе не могут быть открыты силы и действия, противоречащие этому принципу, и сокращение размеров тел не требует специальных гипотез о силах, его вызывающих.

Кроме известного уже сокращения, Эйнштейн получает совершенно новый результат — замедление времени. Из этого факта вытекает знаменитый «парадокс Эйнштейна», выраженный им в форме следующей теоремы:

«Если в точке A находятся двое синхронно идущих часов и мы перемещаем одни из них по замкнутой кривой с постоянной скоростью до тех пор, пока они не вернутся в A (на что потребуется, скажем, t сек), то эти часы по прибытии в A будут отставать по сравнению с часами, остававшимися неподвижными, на $\frac{1}{2} t \frac{v^2}{V^2}$ сек».

Этот парадокс рассматривается в статье П. Ланжевена 1911 г. «Эволюция пространства и времени», в которой автор рисует красочную картину событий, происходящих на снаряде, пущенном с большой скоростью с Земли и возвращающемся обратно на Землю. Его рассматривали также Лауэ в 1912 г. и Лоренц в 1914 г. в своих лекциях по теории относительности. Суть дела заключается в том, что этот эффект выходит за рамки специальной теории относительности, т. е. теории равномерных движений. Путешествующие

часы находятся в ускоренной системе, а ускорение носит абсолютный характер и может быть обнаружено.

Затем Эйнштейн находит свою знаменитую теорему сложения скоростей. Как мы уже говорили, эта теорема встречается и у Лармора, и у Пуанкаре. Однако эти авторы не придали ей того общего значения, которое она имеет в теории Эйнштейна. В частности, из теоремы Эйнштейна следует важный факт, что скорость света не может быть увеличена путем сложения с другой скоростью. Прибавление к скорости света любой скорости дает скорость света. Эйнштейн указывает также, что теорема сложения скорости может быть получена путем двух последовательных преобразований Лоренца, как она и была получена Пуанкаре.

«Мы выявили, таким образом, необходимые нам положения кинематики, построенной в соответствии с нашими двумя принципами» — такими словами заключает Эйнштейн первую (кинематическую) часть своего исследования. Вторая часть работы Эйнштейна посвящена электродинамике. Исходя из постулата, что уравнения электродинамики в движущейся системе должны иметь такую же форму, как в неподвижной системе, и применяя для координат и времени преобразования Лоренца, Эйнштейн находит закон преобразования составляющих электрического (Эйнштейн обозначает их X, Y, Z) и магнитного (L, M, N) поля. В случае, если оси систем K и K' параллельны и система K' движется со скоростью v вдоль оси x , формулы преобразования, найденные Эйнштейном, имеют вид

$$\begin{aligned} X' &= X, \\ Y' &= \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right), \\ Z' &= \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right), \\ L' &= L, \\ M' &= \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right), \end{aligned}$$

$$N' = \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right).$$

Несмотря на то что Эйнштейн здесь еще не пришел к идее существования антисимметричного тензора («шестивектора»), компонентами которого являются составляющие электрического и магнитного полей, он уже со всей отчетливостью устанавливает, что «электрические и магнитные поля не существуют независимо от состояния движения координатной системы», т. е. разделение электромагнитного поля на электрическую и магнитную часть носит относительный, а не абсолютный характер. Вместе с тем «асимметрия, упомянутая во введении при рассмотрении токов, возникающих вследствие относительного движения магнита и проводника, исчезает».

Преобразуя компоненты плоской электромагнитной волны в движущейся системе, Эйнштейн находит выражения для принципа Допплера и аберрации. Принцип Допплера в теории Эйнштейна принимает вид

$$\nu' = \nu \frac{1 - \cos \varphi \cdot \frac{v}{V}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}.$$

Закон аберрации представляется формулой

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

Все эти важные следствия получаются просто из требования *инвариантности* фазы:

$$\Phi = \omega \left(t - \frac{ax + by + cz}{V} \right),$$

$$\Phi' = \omega' \left(\tau - \frac{a'\xi + b'\eta + c'\zeta}{V} \right).$$

Амплитуда волны преобразуется по закону

$$A'^2 = A^2 \frac{\left(1 - \frac{v}{V} \cos \varphi\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}$$

Имея в виду, что объем шара, ограниченного сферической поверхностью волны, преобразуется по закону

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

Если E — световая энергия, заключенная внутри волновой поверхности в системе K , а E' — та же энергия, измеренная в K' , то

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{A'^2}{8\pi} \cdot S'}{A^2 \cdot S} = \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}.$$

«Замечательно то, что и энергия, и частота светового комплекса с изменением состояния движения наблюдателя меняются по одному и тому же закону», — пишет Эйнштейн. Этот факт вполне естествен с квантовой точки зрения: энергия кванта преобразуется как частота. Таким же методом Эйнштейн вычисляет световое давление. «Существо дела заключается в том, — пишет Эйнштейн о своем методе. — что электрическое и магнитное поля в световой волне, подвергающейся воздействию со стороны движущегося тела, преобразуются к координатной системе, покоящейся относительно этого тела. Благодаря этому каждая задача оптики движущихся тел сводится к задачам оптики покоящихся тел».

В этом огромная методологическая ценность принципа относительности. Эйнштейн вооружил теоретическую физику могучим эвристическим методом. Опираясь на релятивистскую кинематику, Эйнштейн без труда доказывает, что «электродинамическая основа лоренцевой теории электродинамики движущихся тел подчиняется принципу относительности...».

Переходя к динамике электрона, Эйнштейн пишет уравнения его движения в «сопровождающей системе» K' в виде

$$\mu \frac{d^2\xi}{d\tau^2} = \varepsilon X', \quad \mu \frac{d^2\eta}{d\tau^2} = \varepsilon Y',$$

$$\mu \frac{d^2\xi}{d\tau^2} = \varepsilon Z'.$$

Применяя преобразования координат и компонент силы, мы получим в неподвижной системе K уравнения:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta^3} X,$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Y - \frac{v}{V} N \right),$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Z + \frac{v}{V} M \right).$$

Эйнштейн определяет величины

$$\varepsilon X' = \varepsilon X, \quad \varepsilon Y' = \varepsilon \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right),$$

$$\varepsilon Z' = \varepsilon \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right)$$

как компоненты подеромоторной силы, действующей на электрон в сопровождающей системе отсчета. Эту силу он называет «силой, действующей на электрон», и, сохраняя уравнение Ньютона

сила равна массе $\times$ ускорение,

он находит выражение для продольной и поперечной массы:

$$m_s = \frac{\mu}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2} \right)^3},$$

поперечная масса

$$m_r = \frac{\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}},$$

кинетическая энергия электрона

$$W = \mu V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}} - 1 \right\}.$$

Эта формула, как и предыдущие формулы кинематики Эйнштейна, показывает, что скорости, превышающие скорость света, существовать не могут. Скорость света является предельной скоростью. В за-

ключение Эйнштейн выводит свойства движущегося электрона, допускающие экспериментальную проверку теории. Вслед за этой первой работой Эйнштейн опубликовал в том же 1905 г. короткую заметку (статья поступила 27 сентября 1905 г.) «Зависит ли инерция тела от содержащейся в нем энергии». Здесь Эйнштейн выводит свое знаменитое соотношение между массой и энергией. Он формулирует основной вывод следующим образом: «Масса тела есть мера содержания энергии в этом теле; если энергия изменяется на величину L , то масса изменяется соответственно на величину $\frac{L}{9 \cdot 10^{20}}$, причем здесь энергия измеряется в эргах, а масса — в граммах... Если теория соответствует фактам, то излучение переносит инерцию между излучающими и поглощающими телами».

Это знаменитое соотношение неоднократно обсуждалось и иллюстрировалось с помощью простых мысленных экспериментов. В последний раз простой вывод его был дан Эйнштейном в американском техническом журнале в 1946 г. и перепечатан в его книге «Out of my later Years».

Этот вывод, как указывает сам Эйнштейн, основан на: 1) законе сохранения импульса, 2) законе давления излучения, 3) законе абсорпции света.

Тот факт, что свет обладает механическим импульсом и вследствие этого оказывает давление на поглощающую поверхность, сыграл фундаментальную роль в установлении закона Эйнштейна. Вывод соотношения $E = mc^2$ из полученного П. Н. Лебедевым значения светового давления $p = \frac{E}{c}$ был дан С. И. Вавиловым в докладе «Давление света, масса и энергия», прочитанном им на заседании памяти Лебедева 18 марта 1922 г. Здесь же он привел вывод из закона $E = mc^2$, закона зависимости массы от ско-

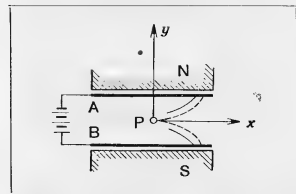
рости $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, данный Лебардом в 1921 г. Таким образом, классические опыты П. Н. Лебедева по измерению давления света по сути дела явились первым экспериментальным подтверждением закона Эйнштейна.

Но сам Лебедев этого не отмечал, так же как и Эйнштейн в своей заметке 1905 г. указал только на единственную, видимую им возможность экспериментальной проверки соотношения в радиоактивных превращениях. Во время публикации Эйнштейна единственным экспериментом, широко обсуждавшимся в связи с теориями электрона, были опыты Кауфмана по измерению отклонения β -частиц в параллельных электрическом и магнитном полях.

ОПЫТ КАУФМАНА

Установка, примененная Кауфманом в опытах 1906 г., состояла из конденсатора, обкладки которого

Схема опытов Кауфмана.



Кривые Кауфмана.



были параллельны полюсам магнита. В пространстве между обкладками конденсатора перпендикулярно силовым линиям влетал пучок электронов (β -частиц), обладающих различными по величине скоростями. Электрическое и магнитное поля отклоняли электрон в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Принимая направление отклонения магнитным полем за ось x , мы находим, что величина отклонения x пропорциональна $\left(\frac{e}{m}\right) \cdot \frac{1}{v}$,

а отклонение в направлении оси y , производимое электрическим полем, пропорционально $\left(\frac{e}{m}\right) \cdot \frac{1}{v^2}$. Поста-

вив на пути пучка лучей за конденсатором фотографическую пластинку, мы найдем, что отклоненные лучи дадут след в виде параболы $y = \text{const} \cdot \frac{m}{e} x^2$. Переключая направление электрического поля, мы получим вторую симметричную параболу, причем обе параболы соприкасаются в точке, соответствующей неотклоненному следу пучка.

На самом деле, эти кривые не были соприкасающимися параболой и были наклонены друг к другу под определенным углом. Это означало, что масса частиц не оставалась постоянной, а зависела от скорости. Хотя точность опытов Кауфмана была не настолько высока, чтобы решить спор между различными теориями, сам Кауфман не преминул сделать вывод в пользу теории Абрагама.

Выступая 23 марта 1906 г. на заседании Немецкого физического общества в Берлине, М. Планк выразил свое восхищение принципом относительности Эйнштейна, который обеспечивает, «если только он вообще верен, такое великолепное упрощение всех проблем электродинамики движущихся тел, что вопрос о его применимости заслуживает выдвижения на первый план во всех теоретических исследованиях в этой

области». Оговорка Планка «если только он вообще верен» не случайна. Он тут же добавляет: «Правда, этот вопрос благодаря новейшим измерениям В. Кауфмана кажется уже решенным и как раз в отрицательном смысле, так что всякое дальнейшее исследование кажется уже излишним. Но, — продолжает Планк, — я, имея в виду не очень простую теорию этого опыта, все еще не могу считать полностью исключенным, что принцип относительности при более детальной разработке еще может оказаться совместимым с наблюдениями».

Вот как серьезно обстояло дело! Теоретически Планка восхищала простота нового принципа, но как физик он был смущен опытами Кауфмана и усматривал в них реальную угрозу новому принципу. Правда, у него еще теплилась надежда на то, что все-таки сложность опыта позволит найти выход. И он сам первым выступил с критикой опытов Кауфмана.

19 сентября 1906 г. Планк сделал доклад на съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Штутгарте. Доклад носил название «Кауфмановское измерение отклонений β -лучей и их значение для динамики электрона». Планк в этой работе, имея в виду важность опытов Кауфмана для электродинамической теории, проверил результаты Кауфмана, проведя подробные расчеты его эксперимента. Эти расчеты он проводит для двух конкурирующих теорий: теории Абрагама, которую Планк называет «шаровой», и релятивистской теории Эйнштейна — Лоренца. Вывод, к которому приходит Планк, таков, что наблюдаемые значения «всюду ближе к шаровой теории, чем релятивистской». «Однако, — замечает Планк, — по моему мнению, это обстоятельство нельзя истолковывать как определенное подтверждение первой теории и опровержение второй. Для этого необходимо было бы, чтобы отличия теоретических значений, вычисленных по шаровой

теории, от наблюдаемых были бы малыми по сравнению с отличиями по релятивистской теории. Но этого вовсе нет, наоборот, отклонения теоретических значений друг от друга всегда меньше, чем отклонения любого теоретического значения от наблюдаемого».

Такое положение вещей можно объяснить неправильным выбором значения ϵ/μ_0 , и если подобрать значение для этого отношения, то можно добиться хорошего согласия с одной из теорий. Планк показывает, что это не так и подбором значения ϵ/μ_0 нельзя добиться однозначного решения.

«Поэтому, — пишет Планк, — как будто ничего другого не остается, как принять, что в теоретическом анализе измеренных величин содержится еще какой-то существенный пробел, который должен быть заполнен, прежде чем применять измерения для определенного выбора между шаровой теорией и теорией относительности».

Таким образом, Планк приходит к выводу, что данные Кауфмана недостаточны для суждения о справедливости той или иной теории.

На заседании Берлинского физического общества 28 июня 1907 г. Планк вновь вернулся к обсуждению опытов Кауфмана. Он сообщил, что у него возникли некоторые мысли о вероятной возможности того пробела в опытах Кауфмана, который позволяет использовать их для решения вопроса о правильности той или иной теории. Планк усматривает вероятную причину этого обстоятельства в том, что Кауфман не учел ионизирующего действия β -лучей. Ионы, образующиеся в остатке газа между обкладками конденсатора, искажают поле. Таким образом, вместо значения напряженности поля

$$\frac{2500}{0,1242} = 20\,130 \frac{в}{см},$$

принятого Кауфманом (2500 в — напряжение на обкладках конденсатора, 0,1242 см — расстояние

между обкладками), следует принять другое, уменьшенное значение. Планк вычисляет это значение для обеих теорий, полагая для $\frac{e}{\mu_0} = 1,72 \cdot 10^7$ значение, найденное

Бестельмейером в 1907 г. (Кауфман брал значение Симона $1,878 \cdot 10^7$). Подсчеты Планка дали для нового значения поля значение, колеблющееся между

$$18\,920 \frac{e}{cm} \text{ и } 18\,040 \frac{e}{cm}.$$

если вычислять по шаровой теории Абрагама, и для теории относительности значение поля получится между пределами 17 970 и 17 590. Первые значения ближе к кауфмановским значениям $20\,130 \frac{e}{cm}$, но колебание между крайними числами составляет 880, т. е. около 5% среднего значения поля, тогда как колебания значений, вычисленных по теории относительности, составляют 380, или 2% среднего значения поля. Планк считает это обстоятельство говорящим в пользу теории относительности, хотя и признает, что оно не является решающим. Тем не менее Планк полагает, что использование данных Бестельмейера и учет искажения поля повышают шансы теории относительности, и поэтому необходимо тщательно исследовать ход падения потенциала в действующей области поля.

Эти соображения Планка вызвали немедленное контрвозражение Кауфмана. Сам Планк доложил на заседании общества от 1 ноября замечания Кауфмана. Суть возражения Кауфмана состояла в том, что требуемое Планком уменьшение поля вследствие ионизации не может быть получено из-за небольшого числа ионов, производимых в разреженном газе. «Поэтому таким путем нельзя объяснить отклонения моих наблюдений от теории относительности», — пишет Кауфман. Для доказательства своего вывода Кауфман использует данные Резерфорда, приведенные в книге последнего

«Радиоактивность», и данные Д. Д. Томсона из книги «Электрическая проводимость в газах». Кауфман на основании расчетов считает, что он правильно пренебрег в своих измерениях искажающим действием ионов — оно незначительно.

Однако на этом дискуссия не закончилась. 10 января 1908 г. на заседании Общества выступил с своими замечаниями по ответу Кауфмана И. Штарк. В начале своего ответа Штарк восстанавливает ход дискуссии.

«Г. Кауфман пользовался в своих наблюдениях электромагнитного отклонения β -лучей допущением, что электрическое поле в примененном им плоском конденсаторе однородно и определялось из разности потенциалов и расстояния между пластинами. Г. Планк выдвинул против этого допущения возражение (M. Planck, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 301, 1907), что вследствие ионизирующего действия β -лучей радия линейный ход потенциала между пластинами будет нарушен и на β -лучи будет действовать поле, меньшее, чем принималось. Это возражение г. Кауфман (W. Kaufmann, там же, p. 667, 1907) пытался ослабить расчетом, согласно которому предположенное Планком уменьшение поля относительно принятого им значения будет составлять только 10^{-8} ».

Штарк считает возражение Кауфмана неубедительным. Он указывает, что Кауфман в своих расчетах опирается на теорию Д. Д. Томсона, которая предполагает справедливость закона Ома. Но в опытах Кауфмана давление газа составляло 0,1 мм, а при таком разрежении закон Ома не имеет места. Кроме того, Кауфман не принимает во внимание вторичную эмиссию электронов, вызванную падением α - и β -лучей на пластины катода.

Возникающие при этом ионы вдобавок, проходя без столкновения значительный путь (при достаточном разрежении газа), в свою очередь, становятся ионизирующим

ОПЫТ БУХЕРЕРА

агентом. Все это приводит Штарка к выводу, что «г. Кауфман никоим образом не ослабил возражения г. Планка и что только специальное экспериментальное исследование фактического хода потенциала в опытах Кауфмана может дать надежные выводы».

И это возражение не осталось без ответа Кауфмана, который был представлен Обществу на заседании 7 февраля 1908 г., т. е. менее чем через месяц после выступления Штарка.

В своем отчете Кауфман пишет: «Я абсолютно ничего не могу возразить против приведенных (Штарком) пунктов, но я полагаю, что этим ничего существенно не меняется в главном результате, а именно, что искажение поля имеет много меньший порядок величины, чем та, которая должна быть по предположению Планка».

Разбирая аргументы Штарка, Кауфман показывает, что и при этих условиях искажение поля не превышает 10^{-6} и 10^{-5} его средней величины.

«Таким образом, остается в силе тот результат, что отклонения моих измерений от теории относительности значительно больше, чем вероятные ошибки, вызванные известными источниками. Это, конечно, не исключает того, что могут существовать еще неизвестные источники ошибок, могущие объяснить отклонение. Но пока этого еще не найдено, возражение против теории относительности сохраняется».

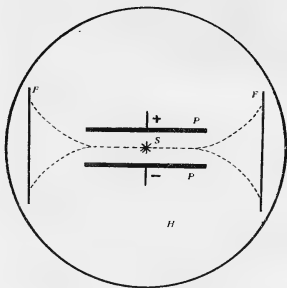
На этом дискуссия закончилась, однако победы Кауфман не одержал. Физикам стала ясна недостаточность его опытов.

Единственно позитивный и очень важный результат опытов Кауфмана заключался в несомненном установлении факта зависимости массы электрона от скорости. Но требовались новые экспериментальные, более точные, чем у Кауфмана, исследования этой зависимости. И в том же 1908 г. с такими исследованиями выступил А. Г. Бухерер.

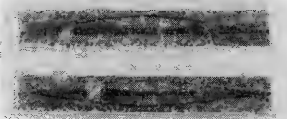
Работа Бухерера была доложена им на 80-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Кёльне 22 сентября 1908 г. Она называлась «Измерения с беккерелевскими лучами. Экспериментальное подтверждение теории Лоренца—Эйнштейна». В отличие от Кауфмана Бухерер прямо заявляет об экспериментальном подтверждении теории относительности. Во вступительных замечаниях к работе Бухерер подчеркивает огромное значение весьма широкого принципа относительности, почему особенно настоятельной является его прямое экспериментальное исследование.

«Наперед ясно, — пишет Бухерер, — что для доказательства истинности какой-либо из конкурирующих теорий могут быть прием-

Схема опытов Бухерера.



Фотография Бухерера.



лемы только такие явления, в которых тела движутся с большими скоростями. Для этого предлагались измерения с беккерелевскими лучами, и г. Кауфман взял на себя трудную задачу поставить такие опыты. Метод Кауфмана общеизвестен, так же как и общеизвестен тот факт, что Кауфман определенно вывел заключение, что теория относительности опровергается его опытом.

Благодаря этому результату сложилась своеобразная ситуация. В то время как некоторые физики развивали принцип относительности дальше, ожидая, что точные измерения все же в конце концов подтвердят ее, другие, а к ним принадлежал также я, рассматривали в то время результаты Кауфмана как решающие».

Бухерер решил исследовать сложившуюся ситуацию посредством более точного опыта. Идея Бухерера заключалась в том, чтобы подвергнуть электроны одновременному действию электрического и компенсирующего это действие магнитного поля. Источник излучения в виде маленького шарика из фтористой соли радия находился в центре плоского конденсатора, состоящего из двух горизонтальных круглых пластин диаметром 8 см, находящихся на расстоянии $\frac{1}{4}$ мм друг от друга. Конденсатор находился в латунной коробке с внутренним диаметром 16 см и высотой 8 см. Коробка закрывалась тщательно притертой крышкой, и внутренность ее откачивалась с помощью насоса. Через соответственно просверленные отверстия в сосуд подводились изолированные подводящие провода от батареи аккумуляторов. К внутренней стенке сосуда с помощью двух пружин прижималась фотографическая пленка. Коробка помещалась внутри соленоида длиной 103 см с двумя слоями витков, по 103 витка каждый. Поле соленоида составляло около 140 гаусс.

Так как вылетающие из источника частицы составляют всевоз-

можные углы α с направлением магнитной силы, то условие компенсации электрической и магнитной сил будет иметь вид

$$\frac{u}{c} = \beta = \frac{F}{cH \sin \alpha},$$

где F — напряженность электрического поля, u — скорость частицы, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света. Для каждой скорости автоматически находится угол, для которого происходит компенсация и лучи с соответствующей скоростью вылетают из конденсатора. Затем электроны различных скоростей падают на пленку, на которой получается кривая, позволяющая определить удельный заряд как функцию скорости. Бухерер привел свои результаты к массе покоя. В случае справедливости теории Лоренца—Эйнштейна отношение $\frac{e}{m_0}$ должно оставаться постоянным. Опыты дали следующую таблицу:

B	H , гаусс	$\frac{e}{m_0} \cdot 10^{-7}$, по Лоренцу	$\frac{e}{m_0} \cdot 10^{-7}$, по Максвеллу
0,3178	104,54	1,695	1,676
0,3792	115,76	1,706	1,678
0,4286	127,35	1,706	1,670
0,5160	127,35	1,704	1,648
0,6879	127,54	1,705	1,578

«Один взгляд на эту таблицу, — пишет Бухерер, — показывает, что решение будет в пользу теории Лоренца—Эйнштейна».

Бухерер проводит расчеты для максимальной части своей кривой. В области, удаленных от максимума, расчет затрудняется наличием некомпенсированных электронов. Поэтому в наиболее интересной части, где скорость близка к скорости света, метод Бухерера отказывается.

В 1914 г. опыты Бухерера повторил Нейман. Его результаты представляются таблицей:

$\beta = \frac{u}{c}$	0,30152	0,48913	0,60178	0,70897	0,80065	0,85
$\frac{e}{m_0} \cdot 10^{-7}$	1,767	1,764	1,762	1,757	1,779	1,771

Планк в своей первой статье по опытам Кауфмана указывал, что при работе с β -лучами ошибки неизбежны и что более точных результатов следует ожидать, работая с быстрыми катодными лучами. Идея Планка была осуществлена только в 1926 г. в опытах Гюи и Лаванши, которые оказались наиболее точны-

ми и также подтвердили формулу Эйнштейна.

Но судьба теории Эйнштейна была определена не столько результатами этих экспериментов, сколько напряженной работой теоретиков. Развитию теоретических идей принципа относительности мы посвятим следующий раздел.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

ПРОСТРАНСТВО И ВРЕМЯ

Знаменитая работа Эйнштейна «К электродинамике движущихся сред» знаменовала собой революционный переворот в основных физических воззрениях, сложившихся со времен Ньютона. Этот переворот был вызван к жизни событиями в истории электродинамики, о чем свидетельствует заглавие статьи. Но значение его выходило далеко за рамки чистой электродинамики. Принцип относительности явился чрезвычайно общим и широким принципом естествознания и отражал глубокие свойства пространства и времени. На смену метафизическим идеям Ньютона об абсолютном пространстве и времени пришло новое, физическое по своей сути понимание этих фундаментальных понятий естествознания.

Напомним ньютоновские понятия пространства и времени. «Абсолютное, истинное, математическое время само по себе и по самой своей сущности без всякого отношения к чему-либо внешнему протекает равномерно и иначе называется длительностью». «Абсолютное пространство по самой своей сущности

безотносительно к чему бы то ни было внешнему остается всегда одинаковым и неподвижным».

Далее Ньютон пишет: «Как неизменен порядок частей времени, так неизменен и порядок частей пространства. Если бы они переместились из мест своих, то они продвинулись бы (так сказать) в самих себя, ибо время и пространство составляют как бы вместилища самих себя и всего существующего. Во времени все располагается в смысле порядка последовательности, в пространстве в смысле порядка положения. По самой своей сущности они суть места, приписывать же первичным местам движения нелепо. Вот эти-то места и суть места абсолютные и только перемещения из этих мест составляют абсолютные движения».

Но Ньютон был физиком и понимал, что подобные абсолютные движения в нераспознаваемом физическом пространстве недоступны опыту.

«Однако совершенно невозможно не видеть, ни как-нибудь иначе разглядеть при помощи наших чувств отдельные части этого пространства

одну от другой и вместо них приходится обращаться к измерениям, доступным чувствам. Но положением и расстоянием предметов от какого-либо тела, принимаемого за неподвижное, определяем место вообще, затем о всех движениях судим по отношению к этим местам, рассматривая тела лишь как переносящиеся по ним. Таким образом, вместо абсолютных мест и движений пользуются относительными; в делах житейских это не представляет неудобства, в философских необходимо отвлечение от чувств. Может оказаться, что в действительности не существует покоящегося тела, к которому можно было бы относить места и движения прочих».

Итак, на практике пользуются относительными положениями и наблюдают относительные движения. Но Ньютон, следуя завету Аристотеля идти от «явного для нас» к «явному по природе», полагает, что в философии, т. е. научной системе, «необходимо отвлечение от чувств». К тому же может случиться, что абсолютно покоящегося тела не существует, а наука, как полагает Ньютон, должна иметь дело с абсолютными движениями. Поэтому для Ньютона очень важной является задача экспериментального обнаруживания таких движений. Он полагает, что такие движения можно распознавать по силам инерции.

«Распознавание истинных движений отдельных тел и точное их разграничение от кажущихся весьма трудно, ибо части того неподвижного пространства, о котором говорилось и в котором совершаются истинные движения, не ощущается нашими чувствами. Однако это дело не вполне безнадежное. Основание для суждений можно заимствовать частью из кажущихся движений, представляющих разность истинных, частью из сил, представляющих причины и проявления истинных движений».

Например, по центробежным силам, действующим на нити, связывающие вращающиеся шары, можно

установить, что вращаются именно шары, а не окружающие их тела. «Если бы в этом пространстве... находились бы еще некоторые весьма удаленные тела, сохраняющие относительные друг к другу положения, подобно тому как наши неподвижные звезды, то по перемещению шаров относительно этих тел мы не могли бы определить, чему принадлежат эти перемещения, телам или шарам. Но если бы мы, определив натяжение нити, нашли бы, что это натяжение как раз соответствует движению шаров, то мы бы заметили, что движения принадлежат шарам, а не внешним телам, и что эти тела находятся в покое. Таким образом, по видимому перемещению шаров относительно внешних тел мы вывели бы их движение». Поэтому Ньютон полагает, что введение абсолютных движений в механику вполне законно и что законы механики в том и состоят, чтобы изучать «истинные», т. е. абсолютные, движения и причины, их обуславливающие. Пространство ньютоновской механики — евклидово. Вероятно, Ньютон также мало сомневался в абсолютности геометрии Евклида, как и позже Кант, считавший их априорными истинами, врожденными в человеческое сознание.

Итак, абсолютное пустое евклидово пространство, существующее само по себе, безотносительно к материальным телам, образует основной фон всей ньютоновской физики. Но сам Ньютон хорошо понимал, что на практике движение тел относят к другим телам, например к Земле или Солнцу. В своей небесной механике Ньютон принимает за неподвижный центр «общий центр тяжести Земли, Солнца и планет». Учению Ньютона о пространстве противостояло учение Декарта о пространстве — материи и учение Лейбница о пространстве и времени как относительных понятиях. Пространство характеризует порядок сосуществования вещей, время — порядок последовательностей. Это —

абстракции, созданные человеческим разумом для упорядочения вещей и процессов.

Идеи пространства и времени подвергались в дальнейшем философскому анализу в работах Беркли, Юма, Канта, Гегеля. Однако этот анализ прошел мимо естествоиспытателей, которые прочно стали на позицию Ньютона в вопросах пространства и времени, различая абсолютные и относительные движения. С появлением электромагнитного неподвижного эфира абсолютное пространство Ньютона стало физическим, «картезианским».

За философами наступила очередь математиков. «Король математиков» Карл Фридрих Гаусс в 1828 г. выступил с сочинением «Общие исследования в кривых поверхностях», в котором ввел свои знаменитые криволинейные координаты u, v , названные впоследствии «гауссовыми» координатами. Элемент длины дуги на поверхности выражается, по Гауссу, квадратичной формой:

$$ds^2 = g_{11}du^2 + 2g_{12}dudv + g_{22}dv^2.$$

Величины g_{11}, g_{12}, g_{22} Гаусс назвал фундаментальными величинами первого порядка и показал, что с помощью этих величин поверхность характеризуется независимо от ее положения в пространстве. Эти величины характеризуют метрические свойства поверхности и ее кривизну, для определения которой, кроме величин (g_{11}, g_{12}, g_{22}), нужно знание их производных первого и второго порядка. Эта работа Гаусса явилась отправным пунктом тех работ по метрике пространства, которые сыграли важную роль в разработке математического аппарата общей теории относительности.

НЕЕВКЛИДОВА ГЕОМЕТРИЯ

За два года до этой работы Гаусса профессор Казанского университета Николай Иванович Лобачевский представил Ученому совету физико-математического факультета

свое знаменитое «Краткое изложение основ геометрии со строгим доказательством теоремы о параллельных».

В этом сочинении Лобачевский изложил основы новой, неевклидовой геометрии. Учению Ньютона—Канта об абсолютном значении евклидова пространства был нанесен сокрушительный удар. Евклидова геометрия перестала быть единственной «истинной» геометрией, постулаты которой Кант считал врожденными истинами. Лобачевский вместо пятого постулата Евклида принял другой. «Начала геометрии» Лобачевского, содержащие новую геометрию, отличную от евклидовой, печатались в «Ученых записках Казанского университета» за 1836, 1837, 1838 гг. В 1840 г. на немецком языке вышел труд Лобачевского «Геометрические исследования по теории параллельных». Во «Вступлении» Лобачевский пишет: «В геометрии я пашел некоторое несовершенство, которое я считаю причиной того, что эта наука, поскольку она не переходит в анализ, до настоящего времени не вышла ни на один шаг за пределы того состояния, в каком она к нам перешла от Евклида».

Таким образом, Лобачевский сразу ставит вопрос о необходимости развития геометрии, которая не может оставаться в том состоянии, как она была оставлена Евклидом. Взамен пятого постулата о параллельных Лобачевский выдвигает свой постулат: «Все прямые линии, выходящие в некоторой плоскости из одной точки, могут быть по отношению к некоторой заданной прямой той же плоскости разделены на два класса, именно на пересекающие ее и непересекающие. Граничная линия одного и другого класса этих прямых линий называется параллельной заданной линии...»

«При переходе от пересекающих линий AF_1 к непересекающим AG мы должны встретить линию AH , параллельную DC — граничную

линию, по одну сторону которой ни одна линия не встречает DC , между тем как по другую сторону каждая линия AF пересекает линию DC . Угол HAD между параллелью AH и перпендикуляром AD называется углом параллели (углом параллельности), мы будем здесь обозначать его через $\Pi(P)$ при $AD = P$. В слу-

чае если $\Pi(P) = \frac{\pi}{2}$, линии могут быть только пересекающимися или параллельными. Для $\Pi(P) < \frac{\pi}{2}$ следует допустить две параллели AH и AK , одну по одну сторону перпендикуляра AD , другую по другую.

Сочинение Лобачевского было прочитано Гауссом, который высоко оценил его, однако только в частной переписке, ставшей достоянием общества в 60-х годах (1860—1863). Гаусс также оценил и значение работы венгерского математика Иоганна Больяи, который в 1837 г. послал Гауссу свое сочинение «Аппендикс» («Приложение, излагающее абсолютно истинное учение о пространстве, независимо от нерешенной еще а priori истинности или ложности XI евклидовой аксиомы: вместе со случаем ложности рассматривается геометрическая квадратура круга»).

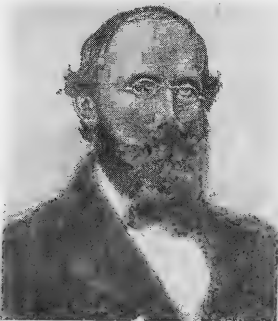
Гаусс в письме отцу Иоганна Больяи Вольфгангу пишет, что он «поражен до крайности», «ибо все содержание этого сочинения, путь, выбранный твоим сыном, и результаты, к которым он пришел, совпадают почти целиком с моими собственными размышлениями, начатыми отчасти 30—35 лет тому назад». Гаусс действительно занимался проблемами неевклидовой геометрии, но ничего при жизни не публиковал по этому вопросу, убоившись, как он сам признавался, «крика беотийцев», т. е. невежественных людей, верящих в геометрию Евклида, как единственно верную геометрию. Между тем творцы неевклидовой геометрии доказали возможность других логических непротиворечивых систем. Вопрос об истинности



Н. И. Лобачевский.

геометрии, т. е. о соответствии ее законов законам природы, должен решить только опыт. «Поверить в истинную геометрию Евклида, — писал Лобачевский, — могут опыты, например астрономические наблюдения». Создание неевклидовой геометрии выдвинуло важную проблему о соотношении геометрии и опыта, о связи геометрических законов с законами природы. Вместе с тем возникла более широкая постановка вопроса о свойствах пространства. Математики стали обсуждать идею многомерного пространства, частным случаем которого является трехмерное. Такая постановка была выдвинута Г. Грассманом в книге «Учение о протяженности» (1844). Здесь же обсуждались более общие классы величин, векторы и тензоры.

Через 10 лет после выхода книги Грассмана, в 1854 г. немецкий математик Бернгард Риман произнес знаменитую речь «О гипотезах, лежащих в основании геометрии». Начиная свою речь, Риман указывает, что «геометрия предполагает заданными как понятие пространства, так и первые основные понятия, которые нужны для выполнения пространственных построений». Он



Б. Риман.

указывает далее, что взаимоотношение между понятиями и аксиомами остается невыясненным. «Причина этому обстоятельству, — говорит Риман, — как я полагаю, заключается в том, что общая концепция многократно протяженных величин, к которым относятся пространственные величины, оставалась вовсе не разработанной». «В связи с этим, — продолжает Риман, — я поставил перед собой задачу, исходя из общего понятия о величине, сконструировать понятие многократно протяженной величины. Мы придем к заключению, что в многократно протяженной величине возможны различные мероопределения и что пространство есть не что иное, как частный случай трижды протяженной величины. Необходимым следствием отсюда явится то, что предложения геометрии не выводятся из общих свойств протяженных величин и что, напротив, те свойства, которые выделяют пространство из других, мыслимых трижды протяженных величин, могут быть почерпнуты не иначе как из опыта».

Важнейшей гипотезой, принятой Риманом, является гипотеза независимости линий от их положе-

ния... «Мероопределение, — говорит Риман, — подразумевает независимость величин от местоположения».

Отсюда он делает допущение, что «длины линий не зависят от их положения, так что каждая линия измеряется посредством каждой».

Вторая гипотеза Римана касается выражения для элемента дуги в пространстве n -измерений. Он полагает, что

$$ds^2 = g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + \dots + 2g_{12}dx_1dx_2 + 2g_{13}dx_1dx_3 + \dots = \sum_{i,h} g_{ih}x_ix_h.$$

В случае если это выражение сведется к сумме квадратов (теорема Пифагора), пространство называется плоским. Исследуя, при каких условиях пространство будет плоским, Риман вводит величину, которая служит «мерой того, насколько многообразие по данному плоскостному направлению отклоняется от плоского многообразия. Будучи умноженной на $-\frac{3}{4}$, она становится равной той величине, которую г. тайный советник Гаусс назвал мерой кривизны поверхности».

Риманова кривизна в отличие от гауссовой является тензорной величиной. При положительной кривизне получается риманово сферическое неограниченное, но конечное пространство. При нулевой кривизне пространство становится плоским, бесконечным евклидовым пространством, и, наконец, при отрицательной кривизне получается псевдосферическое пространство Лобачевского.

Риман ставит глубокий вопрос о причинах, обуславливающих метрику пространства. Он указывает, что в случае дискретности пространства метрика содержится уже в самом понятии дискретного многообразия, но для непрерывного пространства причина метрики кроется во внешних причинах. «Отсюда следует, что или то реальное, что создает идею пространства, образует дискретное многообразие, или же нужно пытаться объяснить возникновение

метрических отношений чем-то внешним — силами связи, действующими на это реальное».

Таким образом, Риман поставил во всей общности вопрос о пространстве и его метрических свойствах и показал, что происхождение этих свойств следует искать в физике. «Здесь мы стоим, — заканчивает он свое знаменитое сочинение, — на пороге области, принадлежащей другой науке — физике, и переступить его не дает нам повода сегодняшний день».

Этот порог был пересечен Эйнштейном. Однако уже другой физик XIX столетия, Герман Гельмгольц, поставил вопрос о физических фактах, образующих основу геометрии. В 1868 г. появилась работа Гельмгольца «О фактах, лежащих в основании геометрии». Она представляла содержание доклада, прочитанного 22 мая 1868 г. в естественно-медицинском обществе Гейдельберга. Гельмгольц, работая над основами геометрии, не знал о работах Римана и услышал о них от геттингенского профессора Шеринга, приславшего Гельмгольцу статьи о Римане. «В Вашей заметке о его (Римана) жизни я нашел указание, что он прочитал инаугуральную лекцию о гипотезах геометрии. Я сам последние два года в связи с моими исследованиями по физиологической оптике занимался тем же предметом, но работа еще не закончена и не опубликована, так как я все еще надеюсь, что можно обобщить отдельные результаты». Гельмгольц спрашивает Шеринга, напечатана или будет напечатана работа Римана (она была напечатана в том же 1868 г. в Геттингене) и насколько его результаты перекрывают работу Гельмгольца. Получив от Шеринга ответ, что «существенный момент в исследованиях Римана представляет теорема, что величина, определенная Гауссом в качестве меры кривизны, представляет дифференциальный инвариант для однородного дифференциального выражения второй степени первого порядка с двумя незави-

симыми переменными, Гельмгольц пишет ему 18 мая, что его работа не перекрывается работой Римана, и просит напечатать ее в том же геттингенском журнале, в котором появилась и работа Римана. Гельмгольц показал, что найденное Риманом обобщение теоремы Пифагора будет единственно возможным, если постулировать некоторые предложения о движениях твердых тел. Если существуют факты, касающиеся твердых тел и выведенные из опыта, а именно: 1) твердое тело может свободно двигаться повсюду, где нет другого тела, 2) форма тела не зависит от его вращения, 3) твердое тело может двигаться, если закрепить одну его точку, 4) твердое тело может двигаться и тогда, когда закреплены две точки, и 5) оно неподвижно, когда закреплены три точки, то Гельмгольц приходит к заключению, что единственной мерой длины линейного элемента является длина в форме Римана. При этом он постулирует, что пространство непрерывно и каждая точка его (отдельный элемент) определяется измерением некоторых непрерывных и независимо друг от друга меняющихся величин (координат).

Таким образом, Гельмгольц со всей ясностью показал, что геометрические свойства пространства есть свойства твердых тел. Он пояснил, что в случае бесконечного пространства оно может быть только евклидовым. Бельтрами, давший в том же 1868 г. интерпретацию неевклидовой геометрии и тем самым поклавший логическую непротиворечивость геометрии Лобачевского, в письме Гельмгольцу от 24 апреля 1869 г. сообщил, что в случае бесконечного пространства возможна и псевдосферическая геометрия Лобачевского—Больяи. Гельмгольц признал свою ошибку и сообщил об этом в своем докладе Обществу естествоиспытателей в Гейдельберге 30 апреля 1869 г. В 1877 г. выступил со своими исследованиями по тео-

рин групп норвежский математик Софус Ли.

Исследуя идеи Гельмгольца, Ли показал, что все перемещения твердого тела образуют группу. Основные свойства пространства: однородность, изотропность, непрерывность, бесконечность — отражаются тем фактом, что перемещения образуют непрерывную бесконечную группу. В связи с исследованиями Ли и Гельмгольца Пуанкаре сказал: «Пространство есть группа». «Если бы не было твердых тел, мы не имели бы геометрии».

Следует далее упомянуть английского математика В. Клиффорда, которому принадлежит знаменитое высказывание о Лобачевском: «Коперник геометрии». Клиффорд настолько проникся идеей о связи геометрии и физики, что одним из первых высказал идею, что чисто физические отношения могут быть выведенными из геометрии. В его сочинении «Здравый смысл точных наук», изданном посмертно Карлом Пирсоном в 1885 г., мы читаем: «Наше пространство может быть действительно тождественно во всех своих частях (имеет одинаковую кривизну), по величине его кривизна может изменяться как целое во времени. В таком случае наша геометрия, основанная на тождественности пространства, сохранит свою силу для всех частей пространства, но перемены в кривизне могут произвести в пространстве ряд последовательных видимых физических изменений».

«Мы можем мыслить наше пространство как имеющее приблизительно однородную кривизну, но легкие изменения кривизны могут существовать при переходе от одной точки к другой, в свою очередь изменяясь во времени. Эти изменения кривизны во времени могут произвести явления, которые мы не так уж неестественно приписываем физическим причинам, не зависящим от геометрии нашего пространства. Мы можем зайти тут настолько далеко, что припишем изменению кри-

визны даже то, что в «действительности» происходит в явлении, называемом нами «движением материи...». Гипотезам, гласящим, что пространство не гомологично (т.е. не евклидово), что его геометрический характер может меняться во времени, быть может, суждено или не суждено сыграть большую роль в физике будущего, но мы не вправе не рассматривать их как возможные объяснения физических явлений, потому что их можно противопоставить повсюду распространенному догматическому верованию во всеобщность известных геометрических теорем, верованию, образовавшемуся благодаря столетиям непрерывного почитания Евклида».

Говоря об этих идеях Клиффорда, А. В. Васильев писал: «Я не мог предполагать, что мне придется дожить до того времени, когда фантастическая теория Клиффорда будет рассматриваться как предвидение математической доктрины, основная идея которой заключается в том, что метрические свойства пространства теснейшим образом связаны с физическими явлениями». Математики, разрабатывая новые основы геометрии, не только укрепляли идеи о тесной связи геометрии и физики, они подготовили также математический аппарат, подходящий для представления такой связи. Учение о кватернионах Гамильтона и Грассмана, разработка основ векторного анализа в теории поля получили свое развитие в работе Риччи и Леви-Чивита «Метод абсолютного дифференциального исчисления и его приложения» (1901), в которой разрабатывалось тензорное исчисление. Математики подготовили почву для развития теории относительности.

КРИТИКА ОСНОВ НЬЮТОНОВСКОЙ ДИНАМИКИ

Если математики критиковали Евклида, то физикам пришлось критиковать Ньютона. Им пришлось заняться не только критикой дейст-

вительного неясного понятия силы, но и критикой самой концепции абсолютного пространства и времени Ньютона.

В 1870 г. немецкий математик Карл Нейман, сын известного физика Фр. Неймана, написал книгу «Принципы теории Галилея—Ньютона». В ней он со всей ясностью выдвинул идею системы отсчета, в которой справедливы законы механики Ньютона. Эта система, которая нынче называется «инерциальной» системой отсчета, Нейманом названа «системой альфа». В 1883 г. вышло первое издание книги «Механика» известного физика и философа Эрнста Маха, бывшего в это время профессором Пражского университета. Эта книга носила подзаголовок «Историко-критический очерк ее (механики) развития» и представляла философскую историю развития принципов механики. Эта книга от начала до конца проникнута махистской философией «экономного описания». Весьма удивительно, что Маху, человеку, даже занимающемуся историей науки, не бросилась в глаза действительная историческая тенденция развития науки: приближение к все более точному отражению реальных взаимосвязей природы и он заменил ее фиктивной тенденцией «экономного описания».

Однако в ряде мест своей механики Мах дает острую и в целом правильную критику догм, укоренившихся в науке. Критикуя концепцию абсолютного времени Ньютона как метафизическую, Мах указывает, что «время есть абстракция, к которой мы приходим через посредство изменения вещей».

«Абсолютное время, — пишет Мах, — не может быть измерено никаким движением и поэтому не имеет никакого, ни практического, ни научного, значения, никто не вправе сказать, что он что-нибудь о таком времени знает, это — пустое «метафизическое» «понятие». «В наших представлениях времени находит свое выражение самая

глубокая и самая общая связь вещей».

В. И. Ленин писал, что «Мах забывает свою собственную теорию и, начиная говорить о различных вопросах физики, рассуждает попросту, без идеалистических выкрутас, т. е. материалистически»*. Это высказывание Ленина целиком относится к приведенным выше утверждениям Маха, в которых Мах высказывает правильную мысль, что нельзя рассматривать время независимо от вещей и их изменений. В объективном существовании вещей и их взаимосвязей Мах в данном случае не сомневается. «Мы не должны забывать того, — пишет он, — что все вещи неразрывно связаны между собой и что сами мы со всеми нашими мыслями составляем лишь часть природы». Это совершенно правильное, материалистическое утверждение. Но идеалистическая философия дает себя знать, и, в конце концов, Мах сводит понятие времени и пространства к «упорядочению рядов ощущений», лишая их объективного физического содержания, за что и подвергается В. И. Лениным сокрушительной критике. Эта идеалистическая тенденция Маха мешала физикам разглядеть рациональное зерно в его критике.

Такой же критике Мах подверг ньютоновскую концепцию абсолютного пространства, «существующего само по себе». «Об абсолютном пространстве и абсолютном движении никто ничего сказать не может, это чисто абстрактные вещи, которые на опыте обнаружены быть не могут», — пишет Мах. В связи с этим он анализирует опыт с вращающимся ведром, в котором, по мнению Ньютона, обнаруживается абсолютное вращательное движение. Мах указывает, что в этом опыте измеряется вращение ведра отно-

* В. И. Ленин. Полн. собр. соч., т. 18, стр. 60. В дальнейшем ссылки в тексте также даются по Полному собранию сочинений В. И. Ленина, изд. 5, т. 18. Для краткости будем указывать в тексте только страницы.

сительно неподвижных звезд, а не относительно абсолютного пространства. «Можем ли мы удержать неподвижный сосуд с водой Ньютона, заставить вращаться небо неподвижных звезд и тогда доказать отсутствие центробежной силы? — спрашивает Мах и отвечает: — Опыт этот неосуществим, сама мысль о нем вообще не имеет никакого смысла, ибо *оба* случая чувственно не могут быть отличены друг от друга. Я считаю поэтому *оба* случая *за один и тот же случай* и различие Ньютона за иллюзию». Мах утверждает, что все основные принципы механики являются обобщением данных опыта об относительных положениях и движениях тел. Абсолютные движения Ньютона — иллюзия.

В том же, 1883 г. вышла книга немецкого философа Людвиг Ланге «Историческое развитие понятия движения». В этой книге вводится название «инерциальная система» для систем отсчета, в которых выполняется закон инерции. По мнению Ланге, такая система может быть реализована, если из некоторой фиксированной точки выпустить по трем, не лежащим в одной плоскости направлениям свободные материальные точки. Если траектории этих точек — прямые линии, то система отсчета, образованная этими траекториями, будет инерциальной.

Наконец, в том же году вышло сочинение Штрейнца «Физические основы механики», в котором также критиковалась идея абсолютного равномерного прямолинейного движения. Он, однако, полагал, что для определения характера движения системы можно пользоваться гироскопом.

В 1899 г. в лекции, прочитанной в США, Л. Больцман коснулся этого вопроса.

«При установлении законов движения, — говорит Больцман, — Ньютон рассматривает движение тела как абсолютное движение в пространстве. Но абсолютное пространство недоступно нашему опыту. Эк-

периментально всегда даются только относительные изменения положения тел. Таким образом, мы как раз в самом начале полностью выходим за пределы опыта, что, конечно, очень сомнительно в такой науке, которая ставит своей единственной задачей представить факты опыта. Эта трудность, конечно, не могла ускользнуть от такого гения, как Ньютон. Однако он полагал, что без понятия абсолютного пространства нельзя прийти к простой формулировке закона инерции, имея целью выдвинуть его на первое место, и я полагаю, что здесь он также оставался правым, ибо сколько эта трудность ни освещалась, ни обдумывалась, однако едва ли был достигнут существенный прогресс. Нейман ввел вместо ньютоновского абсолютного пространства загадочное идеальное тело отсчета, тем самым так же, как и Ньютон, явно выходя за пределы опыта. Штрейнец поставил перед собой задачу такого рода понятия или тела устранить, поскольку он учил, как можно посредством гироскопа, на который не действует никакая сила или действует известная сила, решить вопрос о том, имеет ли место для этой системы закон движения Ньютона, является ли она подходящей системой отсчета. Однако эти соображения Штрейнца кажутся мало полезными для обоснования механики, так как уже для законов движения вращающегося волчка и обсуждения вопроса о том, действует ли на него сила или нет, необходимо предположить знание законов движения Ньютона. Ланге пытался, впрочем, формулировать закон инерции без какой-либо системы отсчета, только путем рассмотрения относительных движений. Хотя ему это и удалось, но таким сложным и многословным способом, что весьма трудно решиться поставить этот с трудом обозримый закон на место простой ньютоновской формулы. Само собой, что предложение Маха о прямых, определяемых всей совокупностью масс Вселенной, или

предложение поставить на место абсолютного пространства мировой эфир, также, хотя, конечно, каждое в своем роде, выходят за пределы опыта. Первое предложение опять-таки связано с чисто идеальным трансцендентным понятием, относительно последнего можно высказать то, что хотя его, может быть, и возможно экспериментально обнаружить, однако этого еще нет. Потому что для эфира имеет место совершенно иная механика, он должен, например, сам быть причиной инерции, а не подчиняться ей». «Аналогичные трудности встречаются и в понятии времени. Оно также было введено Ньютоном как абсолютное, тогда как нам таковое ни в коем случае не дано, а всегда дана лишь одновременность течения нескольких процессов. Однако здесь помочь легче, поскольку исходят из процесса, который всегда периодичен и при совершенно одинаковых обстоятельствах повторяется. Конечно, невозможно изготовить абсолютно одинаковые условия, однако можно сделать в высшей степени вероятным, что все условия, которые вообще имеют существенное влияние, одинаковы. Это можно подтвердить еще тем, что разнообразные процессы сравнивают с помощью этого свойства (вращение Земли, колебания маятника, пружина хронометра) друг с другом. Согласованность всех этих процессов в показаниях равных времен исключает всякое сомнение в применимости метода».

Наибольшее значение все же имела критика Маха. Его книга получила широкое распространение. Второе издание ее вышло в 1888 г. в Праге, третье в 1897 г. в Вене, четвертое издание, вышедшее также в Вене в 1901 г., Мах начинает предисловием, в котором с радостью отмечает обсуждение своих взглядов в работах Больцмана, Фёппля, Герца, Лове и др. До появления теории относительности вышло еще пятое издание 1904 г. В этом издании

Мах подробно останавливается на своем учении о движении и законе инерции. Он подвергает критике взгляды Штрейнца и Ланге, хотя работу последнего он высоко оценивает. Мах указывает, что закон инерции есть только приближенное стражение факта влияния всех неподвижных звезд на движущееся тело. Изучение движения изолированных точек с полной абстракцией от всего остального мира кажется ему недопустимым. «Самая естественная точка зрения истинного естествоиспытателя, — пишет Мах, — остается такой: рассматривать сначала закон инерции как достаточное приближение, относить его пространственно к небу неподвижных звезд и временно к вращению Земли и поправок или развитию наших знаний на этот счет ожидать от дальнейшего опыта». Мах мечтает «о принципиальной точке зрения, из которой равным образом вытекали бы и ускоренные движения, и движения по инерции».

Такая точка зрения и была найдена Эйнштейном, который высоко ценил критику Маха. При изложении общей теории относительности мы рассмотрим более подробно вопрос об отношении Эйнштейна к Маху. Во всяком случае, в критике Маха, несмотря на его в целом идеалистическую концепцию, содержалось рациональное зерно, благодаря которому она оказала существенное влияние на Эйнштейна.

В 70-х годах горячий интерес к принципиальным проблемам естествознания проявил Ф. Энгельс. В январе 1873 г. он набрасывает план «Диалектики природы». Работа над книгой продолжалась с перерывами 13 лет (1873—1886) и не была закончена. Рукопись «Диалектики» при жизни Энгельса не публиковалась. Среди различных вопросов, трактуемых в заметках Энгельса, имеется рукопись под заглавием «О негелиевской неспособности познавать бесконечное». Эта заметка посвящена докладу ботаника К. В. Негеля на 50-м съезде немецких

естествоиспытателей и врачей в Мюнхене. Доклад Негели носил название «Границы научного познания». Критикуя взгляды Негели, Энгельс выделяет между другими следующее его утверждение: «Мы способны познавать только конечное, изменчивое, преходящее, только по степени различное и относительное, так как мы можем лишь переносить математические понятия на вещи природы и судить о последних лишь по тем меркам, которые сняты с них самих. Для бесконечного или вечного, для постоянного и устойчивого, для абсолютных различий у нас нет никаких представлений. Мы точно знаем, что означает один час, один метр, один килограмм, но мы не знаем, что такое время, пространство, сила и материя, движение и покой, причина и действие» *.

Выписав это место из доклада Негели, Энгельс замечает: «Это старая история. Сперва создают абстракции, отвлекая их от чувственных вещей, а затем желают познавать эти абстракции чувственно, желают видеть время и обонять пространство. Эмпирик до того втягивается в привычное ему эмпирическое познание, что воображает себя все еще находящимся в области чувственного познания даже тогда, когда он оперирует абстракциями. Мы знаем, что такое час, метр, но не знаем, что такое время и пространство! *Как будто время есть что-то иное, нежели совокупность часов, а пространство что-то иное, нежели совокупность кубических метров! Разумеется, обе эти формы существования материи без материи суть ничто, пустые представления абстракции, существующие только в нашей голове*» ** (курсив мой. — П. К.).

Это замечательное высказывание Энгельса в сжатой и яркой форме выражает сущность диалектико-ма-

териалистического взгляда на пространство и время. Это — форма существования материи, неразрывно связанная с материей, превращающаяся без материи в пустые абстракции. Измеряя время и пространство, мы тем самым познаем и время, и пространство. Поразительно, как в эпоху безраздельного господства взглядов Ньютона Энгельс глубоко и чисто физически сформулировал сущность пространства и времени.

В июле 1877 г. Энгельс опубликовал отдельной книгой, печатавшейся в 1877 г. в органе немецких социал-демократов «Vorwärts», первый раздел своей знаменитой книги «Анти-Дюринг» под заглавием «Переворот в науке, произведенный господином Евгением Дюрингом. I. Философия». Е. Дюринг был в 1863—1877 г. доцентом Берлинского университета. В истории науки он известен своей «Критической историей механики» и другими работами по истории науки.

В философии и общественных науках он оставил память величайшего путаника и метафизика. Нам уже приходилось встречать его имя в связи с защитой им приоритета Майера. Нападая на Гельмгольца за замалчивание последних работ Майера, Дюринг навлек на себя гнев берлинской профессуры и был уволен из университета в 1877 г. Этот акт встретил резкое осуждение в демократических кругах, в том числе и со стороны Энгельса. Относясь отрицательно к травле Дюринга реакционной профессурой, Энгельс тем не менее сам подверг сокрушительной критике философские и социологические воззрения Дюринга как противоречащие взглядам научного социализма.

В «Анти-Дюринге» Энгельс дает четкую формулировку материалистического понимания пространства, времени и движения. Возражая Дюрингу, он пишет: «Сколько бы понятие времени ни превращалось в более общую идею бытия, мы от этого не подвигаемся ни на шаг дальше.

* К. Маркс и Ф. Энгельс. Соч. изд. 2, т. 20, стр. 550.

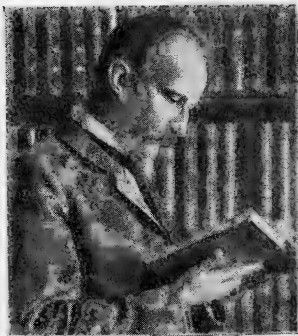
** Там же.

Ибо основные формы всякого бытия суть пространство и время (курсив мой. — П. К.); бытие вне времени есть такая же величайшая бессмыслица, как бытие вне пространства*.

О движении Энгельс пишет: «Движение есть способ существования материи. Нигде и никогда не бывало и не может быть материи без движения»**.

Эти выработанные материалистической философией взгляды не были доступны естествоиспытателям, и физика переходила к ним ощупью, трудным, извилистым путем.

После знаменитой работы Эйнштейна 1905 г. история учения о пространстве и времени оказалась тесно связанной с развитием теории относительности.



М. Планк.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА

Первым обратил внимание на теорию Эйнштейна Макс Планк, 23 марта 1906 г. он сделал на заседании немецкого физического общества в Берлине доклад «Принцип относительности и уравнения механики». «Физическая идея такой простоты и общности, — говорил он в этом докладе, — какая содержится в принципе относительности, заслуживает того, чтобы ее исследовать...» В связи с этим Планк ставит задачу «определить такую форму основных уравнений механики, которая должна заменить обычное ньютоновское уравнение движения свободной материальной точки:

$$m\ddot{x} = X, \quad m\ddot{y} = Y, \quad m\ddot{z} = Z,$$

если принцип относительности обладает всеобщим значением». Рассматривая частный случай электромагнитных сил, действующих на заряженное тело, Планк приходит к уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{m\dot{x}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \right\} &= X, \quad \frac{d}{dt} \left\{ \frac{m\dot{y}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \right\} = \\ &= Y, \quad \frac{d}{dt} \left\{ \frac{m\dot{z}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \right\} = Z, \end{aligned}$$

где $q = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}$ — скорость движущейся точки. «Эти уравнения, — пишет Планк, — содержат решение поставленной задачи: они дают требуемое принципом относительности обобщение ньютоновских уравнений движения».

Планк находит далее вид релятивистской функции Лагранжа,

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} + \text{const},$$

и канонические уравнения Гамильтона в релятивистской форме.

Таким образом, Планк заложил основы релятивистской динамики. В том же 1906 г. Эйнштейн опубликовал работу «Принцип сохранения движения центра тяжести и инерция энергии». В ней он описы-

* К. Маркс и Ф. Энгельс. Соч., изд. 2, т. 20, стр. 51.

** Там же, стр. 59.

вает мысленный эксперимент, позволяющий получить зависимость $E = mc^2$. Рассматривается замкнутый ящик, на концах которого имеются аппараты I и II, позволяющие посылать и принимать световые импульсы. Если прибор I излучает световой импульс, то согласно электромагнитной теории световой импульс уносит механический импульс и ящик испытывает отдачу. За время, когда свет проходит путь от I к II, ящик движется в противоположную сторону, проходя путь $l = ct$, где t — время движения, l — длина ящика. При поглощении света приемником II ящик тормозится. Если теперь поменять местами II и I, то при условии равенства масс обоих приборов все остается неизменным, и если теперь заставить II излучать световой импульс, то ящик вновь придет в движение, положение центра тяжести меняется без внутренних изменений, что противоречит закону сохранения движения центра тяжести. Однако закон связи массы и энергии спасает закон сохранения движения центра тяжести. Скорость ящика v при отдаче определяется равенством

$$Mv = \frac{E}{c},$$

где E — энергия светового импульса. Ящик перемещается на расстояние

$$x = vt = \frac{El}{Mc^2},$$

но одновременно импульс уносит массу m на расстояние l . По закону сохранения движения центра тяжести $Mx = ml$, откуда

$$\frac{ml}{M} = \frac{E}{Mc^2}l \quad \text{и} \quad E = mc^2.$$

Далее в небольшой заметке Эйнштейн предлагает проект эксперимента по определению массы электрона, который позволил бы сделать выбор между теорией Абрагама и теорией Лоренца—Эйнштейна. Этой заметкой Эйнштейн как бы откликается на дискуссию по поводу опытов Кауфмана, о которой говори-

лось в предыдущей главе. В 1907 г. Эйнштейн внес новый вклад в развитие теории относительности. В статье «Об инерции энергии, требуемой принципом относительности» Эйнштейн касается вопроса о выводе соотношения $E = mc^2$. В его прежнем выводе 1905 г. это соотношение было получено для излучения. Эйнштейн ставит вопрос о необходимости более общего доказательства. «Не могут ли быть частные случаи, несовместимые с законом взаимосвязи массы и энергии?» — спрашивает Эйнштейн. «Ответить на поставленный вопрос в общем виде пока невозможно, так как у нас нет еще полной картины мира, соответствующей принципу относительности», — пишет Эйнштейн. Поэтому он ограничивается рассмотрением двух частных случаев, которые могут быть исследованы методом релятивистской электродинамики. Предварительно Эйнштейн ставит важный вопрос о применимости уравнений Максвелла к пустому пространству. Здесь он ссылается на свою работу по квантовой теории и пишет: «По моему мнению, следует считать, что в свойствах любого периодического процесса есть нечто общее, что превращение энергии может происходить только определенными порциями конечной величины (кванты света), что, следовательно, многообразие возможных в действительности процессов меньше многообразия процессов, возможных согласно нашим теперешним взглядам. В частности, процесс излучения следовало бы представить себе так, чтобы мгновенное электромагнитное состояние в некоторой части пространства полностью определялось конечным числом величин — в противоположность векторной теории излучения».

Итак, Эйнштейн совершенно определенно думает о квантовой теории поля. Однако такой теории еще нет и Эйнштейн временно, «пока в нашем распоряжении еще нет картины, отвечающей указанным требованиям», пользуется классической

теорией «во всех вопросах, не касающихся превращений элементарно-малых количеств энергии, а также не затрагивающих соотношений, в которые входит энтропия». Теория Максвелла, по идее Эйнштейна находится в таком же отношении к будущей квантовой теории поля, в каком механика и термодинамика относятся к молекулярно-кинетической теории.

Это замечательное высказывание Эйнштейна приоткрывает завесу над идейными корнями творчества Эйнштейна. Мы уже говорили, что работа Эйнштейна по теории относительности появилась в 17-м томе «Annalen der Physik» вместе с двумя другими работами по квантовой теории излучения и броуновскому движению. Эти на первый взгляд далекие друг от друга исследования Эйнштейн объединяет общей идеей, они представляют собой ступени к какой-то будущей теории, которую можно назвать релятивистской квантовой теорией.

Мы не будем здесь рассматривать конкретные результаты этой работы Эйнштейна, отметим только, что, рассматривая статику твердого тела с точки зрения теории относительности, он указывает здесь, что «если даже релятивистская электродинамика верна, мы еще очень далеки от создания динамики поступательного перемещения твердого тела».

Следующая работа Эйнштейна 1907 г. носит название «О принципе относительности и вытекающих из него следствиях». Эта работа Эйнштейна является важной вехой в развитии теории относительности. Мы процитируем часть вводных замечаний к статье, из которых совершенно ясно виден характер работы и ее новые моменты. «И только представление о световом эфире как носителе электрических и магнитных сил не находит места в излагаемой здесь теории; напротив, электромагнитные поля оказываются здесь не состояниями некоторой материи, а самостоятельно существующими

объектами, имеющими одинаковую природу с весомой материей и обладающими вместе с ней свойством инерции».

Этими словами Эйнштейн вводит в науку новое представление о поле как особой форме материи. Это представление развивает идею, высказанную Фарадеем в 1852 г. Рассматривая вопрос о физических линиях силы, которые, по Фарадею, являются образами поля, Фарадей указывает, что в случае света «лучи (которые представляют собой световые линии) проходят через промежуточное пространство, но здесь мы можем оказать на эти линии действие при помощи различных сред, расположенных на их пути». «Мы можем, — продолжает Фарадей, — отразить их от их источника и затем искать их — найти, прежде чем они достигнут своей конечной цели. Они связаны со временем и требуют 8 минут, чтобы пройти от Солнца до Земли; таким образом, они могут существовать независимо (курсив мой. — П. К.) и от своего источника, и от места, в которое они в конце концов приходят. Таким образом, они имеют ясно различимое физическое существование (курсив мой. — П. К.)».

Таким образом, идея поля, имеющего самостоятельное физическое существование, была высказана более чем за полвека до Эйнштейна. Однако в науке после Максвелла прочно укоренилось мнение, что Фарадей рассматривал поле как состояние натяжений и давлений в эфире, хотя именно Фарадей полагал, что идея самостоятельного существования магнитных силовых линий может избавить нас от эфира. Эйнштейн высоко ценил заслуги Фарадея и особо отмечал его приведенные здесь взгляды на поле.

«Фарадею, — писал Эйнштейн, — принадлежит также смелая мысль о том, что при известных условиях поля могут отрываться от порождающих их тел и двигаться далее по пространству в виде свободных полей: это и была его интерпре-

тация света». Интуитивную идею Фарадея о поле как самостоятельной физической реальности воспринял и развил Эйнштейн.

Содержание своей работы Эйнштейн характеризует следующим образом: «Ниже делается ... попытка свести в единое целое работы, которые возникли до настоящего времени путем объединения теории Г. А. Лоренца и принципа относительности».

В первых двух частях работы рассматриваются кинематические основы теории, а также применение их к основным уравнениям теории Максвелла—Лоренца. При этом я следовал работам Лоренца и своей».

В первой части, где излагаются исключительно кинематические основы теории, рассмотрены также некоторые задачи оптики (принцип Доплера, абберация, увлечение света движущимися средами); на возможность такого способа рассмотрения было обращено внимание М. Лауэ в беседе с ним, а также работой последнего и работой (правда, требующей уточнения) Н. Лауба. В третьей части развивается динамика материальной точки (электрона). Для вывода уравнений движения применен тот же метод, что и в названной выше работе автора. Сила определена, как в работе Планка. Из этой работы взяты и преобразования уравнений движения материальной точки, которые так отчетливо выявляют аналогию уравнений движения с уравнениями классической механики.

Четвертая часть посвящена общим следствиям, к которым приводит теория относительности и которые касаются энергии и количества движения физических систем. Эти следствия были развиты в оригинальных работах автора, а также М. Планка. Однако здесь они получены новым путем, который, как мне кажется, позволяет особенно ясно проследить связь этих выводов с основами теории. Здесь рассматривается также зависимость энтропии и температуры от состояния

движения; в вопросе об энтропии я полностью придерживаюсь только что цитированной работы Планка, температуры движущихся тел я определяю так же, как г-н Мозенгайль в своей работе о движущейся полости, содержащей излучение.

Важнейшим результатом четвертой части является следствие об инертной массе энергии. Этот результат наводит на мысль о том, не обладает ли энергия также *тяжелой* (гравитирующей) массой. Далее напрашивается вопрос, ограничен ли принцип относительности системами, движущимися без ускорения. Чтобы не оставить эти вопросы без разъяснения, я добавил к этой работе пятую часть, которая содержит новое релятивистское рассмотрение ускорения и гравитации».

Отсюда видно, что Эйнштейн уже начал переход от специальной теории относительности к общей. Его работа 1907 г. является первым шагом на этом пути. Общая теория относительности будет излагаться в этой книге в главе «Тяготение», и здесь мы будем ограничиваться лишь упоминанием о работах по общей теории относительности этого периода.

В приведенной выше цитате Эйнштейн упоминает о работах Лауэ, Лауба и Планка, относящихся к тому же 1908 г. Лауб указал (хотя и неудачно) на возможность объяснения френелевского коэффициента увлечения. Лауэ дал это объяснение. Напомним, что впервые оно было дано из той же формулы сложения скоростей Ларморов. Однако ни один из упомянутых здесь авторов, включая Эйнштейна, не упоминает о попытке Лармора. Повидимому, она оставалась им неизвестной.

Работа Планка, процитированная Эйнштейном, дает анализ термодинамических понятий с точки зрения теории относительности. Планк устанавливает, что энтропия является инвариантной величиной, а абсолютная температура тела меняется со скоростью аналогично изме-

нению объема (или длины): $T = T_0 \sqrt{1 - \beta^2}$. Упомянутый Эйнштейном Мозенгайл занимался той же задачей, что и Газенорль, а именно излучением движущейся полости. Как мы упоминали в предыдущей главе, Газенорль, рассматривая эту проблему, установил соотношение между энергией и массой. Результат Газенорля был неточен (в формуле связи был коэффициент $\frac{4}{3}$). Мозенгайл рассмотрел зависимость светового давления, энергии, импульса, энтропии от температуры и скорости движения. Для неподвижной полости

$$E_0 = aT_0^4 V_0, \quad p_0 = \frac{1}{3} aT_0^4,$$

$$S_0 = \frac{4}{3} aT_0^3 V_0, \quad L_0 = \frac{1}{3} aT_0^4 V_0,$$

где E_0 — энергия излучения в объеме V_0 , p_0 — давление, S_0 — энтропия,

$$a = 7,748 \cdot 10^{-15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-4}$$

— постоянная Стефана, L_0 — действие. Для движущейся полости будет:

$$E = aT^4 V \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{\sqrt{(1 - \beta^2)^3}} = E_0 \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{\sqrt{(1 - \beta^2)^3}},$$

$$p = p_0 = \frac{1}{3} aT^4 \frac{1}{(1 - \beta^2)^2},$$

$$S = S_0 = \frac{4}{3} aT^3 V \frac{1}{(1 - \beta^2)^2},$$

$$L = L_0 \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{1}{3} aT^4 V \frac{1}{(1 - \beta^2)^2}.$$

Для импульса получаем

$$\begin{aligned} \bar{G} &= \frac{\bar{u}}{c^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{4}{3} E_0 = \\ &= \frac{4}{3} aT^4 V \frac{1}{(1 - \beta^2)^2} \frac{\bar{u}}{c^2}. \end{aligned}$$

Эти выводы, содержащиеся в диссертации рано умершего физика К. Мозенгайля, были использованы Планком для обоснования релятивистской динамики.

Таким образом, менее чем через два года после возникновения теории относительности Эйнштейна, выводы ее широко проникли в механику, термодинамику, оптику и электродинамику.

ТЕОРИЯ МИНКОВСКОГО

В 1908 г. теория относительности получила новое чрезвычайно важное развитие. 21 сентября этого же года на съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Кёльне выступил со своим знаменитым докладом «Пространство и время» учитель Эйнштейна по цюрихскому политехникуму Герман Минковский. «Воззрения на пространство и время, которые я желал бы развить перед вами, возникли на почве физических опытов. В этом их сила. Тенденция их радикальная. Отныне время по себе и пространство по себе должны сделаться всецело теньями и только особого рода их сочетание сохранит самостоятельность». Этими, ставшими знаменитыми словами Минковский начинает свой доклад. Значение этого смелого высказывания Минковского раскрывается в его докладе. «Предмет нашего восприятия, — говорит он, — всегда составляет только места и времена, вместе взятые. Никто не замечает никогда места иначе, как в определенное время, или время иначе, как в определенном месте... Точку пространства в точке времени, т. е. систему значений x, y, z, t я назову *мировой точкой*. Многообразие всех мыслимых систем значений x, y, z, t пусть называется *миром*». Этот четырехмерный мир и позволяет Минковскому геометрически интерпретировать законы теории относительности. Он связывает с мировой точкой некоторую субстанцию. Движение этой субстанциональной точки в пространстве и времени изобразится в мире Минковского кривой линией — *мировой линией*. «Весь мир, — пишет Минковский, — является разложенным на подобного рода миро-



Г. Минковский.

вые линии, и я позволю себе сейчас высказать мнение, что физические законы найдут свое совершеннейшее выражение как взаимоотношения между этими мировыми линиями».

Преобразования Лоренца в системе Минковского представляют собой вращения координатных осей, оставляющие инвариантным четырехмерный вектор, квадрат длины которого

$$s^2 = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2.$$

Величина s называется пространственно-временным *интервалом*. Четырехмерные вектора s Минковский разделяет на *временно-подобные*, для которых $s^2 > 0$, и *пространственно-подобные*, для которых $s^2 < 0$. Из временно-подобных векторов особое значение имеет величина

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2}.$$

«Интеграл $\int d\tau = \tau$ этого значения на мировой линии от какой-нибудь фиксированной начальной точки P_0 до переменной конечной точки P мы называем *собственным временем* субстанциональной точки P ».

Определяя производные от координат мировой точки по собственному

му времени, мы находим компоненты четырехмерного вектора скорости, квадрат величины которого, по Минковскому, равен c^2 (Минковский называет этот временно-подобный вектор вектором движения), и нормальный к этому вектору пространственно-подобный вектор ускорения, получаемый вторичным дифференцированием координат по собственному времени τ . Таким образом, кинематика теории относительности получает у Минковского наглядную геометрическую интерпретацию. Минковский далее развивает и динамику, введя постоянную массу точки m и компоненты четырехмерного вектора силы.

Минковский завершил дело создания специальной теории относительности, которая получила ясную и законченную математическую формулировку. Теперь теория относительности становится достоянием учебников и монографий. В 1909 г. М. Планк прочитал в США восемь лекций по теоретической физике. Последние две лекции были посвящены изложению основ теории относительности. В этих лекциях Планк дает краткий исторический очерк развития теории относительности, начиная с Галилея и кончая Лоренцем и Фитцджеральдом. Указав, что теория относительности сделала ненужным эфир, Планк пишет: «Вместо так называемого свободного эфира вступает абсолютная пустота, в которой электромагнитная энергия распространяется так же самостоятельно, как и весомые атомы. Я считаю только последовательным, что абсолютной пустоте не приписывается каких-либо физических свойств».

Но теория относительности привела также к новому понятию времени, и Планк подчеркивает: «Это новое понятие о времени, конечно, требует от физика большой способности к абстракции и большой силы воображения. Оно превосходит по своей смелости все, что было сделано до сих пор в области умопостроения и в фило-

софской теории познания; в сравнении с этим неевклидова геометрия — не больше, как детская игрушка. Между тем в противоположность неевклидовой геометрии, имеющей пока серьезное значение только для чистой математики, принцип относительности с полным правом претендует на реальное физическое значение. По широте и глубине вызываемого им переворота в области физического мировоззрения с ним можно сравнить разве введение коперниковской системы мира».

В 1910 г. Эйнштейн в обширной статье «Принцип относительности и его следствия в современной физике» систематизировал свои результаты и результаты Минковского. Четко и последовательно он показывает необходимость изменения пространственно-временных представлений и принципа относительности. Сам принцип он формулирует дважды. Первая формулировка гласит: «Законы, управляющие явлениями природы, не зависят от состояния движения системы координат, по отношению к которым эти явления наблюдаются, если эта система движется без ускорения». При этом Эйнштейн предполагает, что ускорение имеет объективное, т. е. абсолютное, значение, поскольку наблюдатель всегда может констатировать ускорение своей системы координат. Вторая формулировка основана на идеях Минковского; она гласит: «Принцип относительности требует, чтобы законы физики не изменялись от вращения четырехмерной системы координат, к которой они относятся. Четыре координаты x_1, x_2, x_3, x_4 должны входить в выражения законов природы симметрично. Для описания различных физических состояний можно пользоваться четырехмерными векторами, которые входят в вычисления точно так же, как и обычные векторы трехмерного пространства».

В 1910 г. вышел «Курс электричества и магнетизма» Густава Ми. В нем имеются параграфы, посвященные теории относительности.

В предисловии автор пишет: «Теория относительности в той форме, которую ей придал Минковский (Minkowski), приводит к заключению, что физический мир, собственно, является четырехмерным и что существует одна только форма восприятия четырех измерений, именно пространство — время». В следующем, 1911 г. вышло первое издание монографии М. Лауэ (Die Relativitäts Theorie), ставшей одним из популярных курсов теории относительности. В предисловии автор писал: «За 5½ лет, прошедших со времени обоснования Эйнштейном теории относительности, эта теория во все более возрастающей степени привлекала внимание. Конечно, это внимание не всегда означало согласие. Многие исследователи, и среди них носители очень известных имен, считали ее эмпирическое обоснование недостаточным. Сомнения подобного рода, естественно, можно устранить лишь дальнейшими опытами: все же предлагаемая книжка придает большее значение доказательству того, что не существует никаких эмпирических оснований против этой теории. Но значительно больше число тех, кто недружелюбно относится к ее идейному содержанию, именно те, кому кажется неприемлемой относительность времени с ее подчас действительно очень парадоксальными следствиями. И здесь, может быть, окажется полезным связанное изложение теории, как оно будет дано в этой книжке».

ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКОЕ МИРОВОЗЗРЕНИЕ

Итак, Лауэ говорит о наличии среди физиков оппозиции теории относительности, и притом даже среди известных физиков. Несомненно, что Лауэ имеет в виду в первую очередь немецкого физика Ф. Ленаарда, получившего Нобелевскую премию в том же, 1905 г., в котором появилась работа Эйнштейна. Известно, что Ленаард впоследствии всячески препятствовал присуждению Но-

белевской премии Эйнштейну, и, может быть, этим объясняется, что в формулировке заслуг Эйнштейна, за которые ему была присуждена в 1921 г. Нобелевская премия, теория относительности не упомянута. В годы нацизма Ленард всячески травил Эйнштейна как неарийца и исключил теорию относительности из своей «арийской» физики. Но в рассматриваемые годы Ленард был известным физиком, учеником Герца, сделавшим важные работы по катодным лучам и фотоэффекту. В 1910 г. Ленард выступил на заседании Гейдельбергской Академии наук с речью «Эфир и материя». В этой речи научное кредо Ленарда отчетливо видно из принятого им постулата: «Все, что совершается в этом мире, есть движение, перемещение одного и того же раз навсегда данного вещества».

Далее Ленард пишет: «Мы должны прежде всего ввести основное положение, что вещество, т. е. что претерпевает движение и из чего, по нашему мнению, состоит весь материальный мир, двоякого рода: материя и эфир».

Ленард говорит и о принципе относительности в связи с опытом Майкельсона. «Этот опыт, — говорит Ленард, — показал, что происходит что-то нам пока неизвестное, когда материя движется в эфире с некоторой скоростью. На основании опыта Майкельсона и других подобных ему опытов принцип относительности извлекает *лишь* ту сухую истину, что невозможно, опираясь на эфир, открыть абсолютное движение, что и сообразно с этим должны иначе сложиться наши понятия о пространстве и времени». Эти «пока» и «лишь» чрезвычайно характерны. Ленард полагает, что должно быть проведено дальнейшее исследование, так сказать, «механизма» принципа относительности, и в связи с этим чрезвычайно сочувственно излагает гипотезу Лоренца—Фитцджеральда. «Я не думаю, — говорит Ленард в заключение своей речи, — чтобы эти затруд-

нения удержали нас от дальнейшей разработки этой картины, *ведь иначе во всех подобных случаях нам пришлось бы вообще отказаться от возможности постигнуть природу с механической точки зрения*» (курсив мой. — П. К.).

В этом весь гвоздь вопроса. Принцип относительности несовместим с механическим мировоззрением. Это со всей ясностью понял еще М. Планк, который в речи на 82-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Кенигсберге, произнесенной 23 сентября 1910 г. (т. е. в том же году, что и речь Ленарда), говорил: «Мне нет надобности особенно обратить Ваше внимание на то, что с этими положениями (т. е. положениями относительности) механическое мировоззрение никак уже несовместимо. *Поэтому тот, кто смотрит на механическое мировоззрение, как на постулат физического мышления, никогда не помирится с принципом относительности*» (курсив мой. — П. К.).

Таким образом, принятие теории относительности означало, прежде всего, разрыв с привычным механическим пониманием природы, означало революцию в мировоззрении. Этим объясняется и ожесточенная борьба вокруг этой теории, затянувшаяся на десятилетия. Известную роль сыграло при этом и то обстоятельство, что Эйнштейн допускал иногда теоретико-познавательные формулировки, приближающиеся к формулировкам Маха. За теорию Эйнштейна ухватились идеалисты и даже мистики, спекулирующие на идее четвертого измерения. Все это, разумеется, не могло способствовать росту доверия к теории относительности среди многих физиков. Особенно трудно было расставаться с концепцией эфира. Упомянувшийся уже нами Ми полагал, что учение об электричестве — это физика эфира, и о характере изложения своего учебника писал, что ему «придана форма экспериментального изучения физических свойств эфира».

По мнению Ми, «понятия механики ... не должны быть прилагаемы к эфиру, как это следует из опытных данных. Эти понятия и не могут вообще к нему прилагаться». «Постепенное развитие наших знаний, — продолжает Ми, — постоянно все более и более стремится к тому, чтобы рассматривать атомы и молекулы как особенные области эфира, а не эфир как особый род материи. Иными словами, нашей целью является сведение механики к электромагнитным явлениям и законам, а не сведение электромагнетизма к механическим явлениям».

В связи с этим Ми формулирует принцип относительности следующим образом: «Все действия эфира управляются законами такого рода, что наблюдения в материальной системе, движущейся со скоростью, постоянной по величине и направлению, производимые наблюдателем, движущимся вместе с системой, математически точно согласуются с наблюдениями, которые получились бы в системе, состоящей из тех же элементарных частиц, если бы она и наблюдатель находились в абсолютном покое».

Вследствие этого никакими измерениями, даже самыми точными, нельзя определить абсолютную величину скорости, с которой тело движется в мировом пространстве. Абсолютно наблюдаются только изменения скорости или направления движения».

Исследуя результаты этого принципа и, в частности, изменение хода часов в зависимости от движения, Ми приходит к замечательному выводу: «Принцип относительности требует, чтобы поле силы тяжести в системе весомых тел изменялось в зависимости от движения в абсолютном пространстве или, что сводится к тому же, чтобы это поле, подобно электромагнитному, распространялось в пространстве не моментально. Для обоих родов полей должны иметь силу одинаковые законы».

Итак, идея включения гравитации в систему теории относительности была высказана Ми вслед за тем, как она впервые была высказана Эйнштейном в 1907 г. В заключение своей книги Ми говорит: «Принцип относительности замечателен тем, что он утверждает существование внутренней связи между всеми свойствами материи и физических явлениями. Природа, по видимому, воспроизводит все богатство физического мира из небольшого числа простых процессов в одной мировой субстанции, подобно тому как математика выводит необозримое множество неизвестных истин из немногих основных, положений — аксиом».

Ми был не одинок в своей попытке совместить теорию относительности с концепцией эфира. Такую попытку предпринимали многие ученые. В 1915 г. в томе, посвященном физике, издания «Культура современности», в котором была помещена и статья Эйнштейна о теории относительности, появилась статья Эмиля Вихерта о механике. В этой статье он подробно останавливается и на теории относительности. В частности, он пишет: «Идеи Эйнштейна, несомненно, содержат много чарующего: привлекательность пространственно-временного воззрения раскрывает нам возможность открытия новых глубоких объяснений и связей. Тем не менее среди современных физиков имеются многие, и к ним принадлежит референт (Вихерт имеет в виду себя), которые, хотя и охотно признают большое значение исследований Эйнштейна для прояснения наших воззрений, признают также их эвристическую ценность, но которые, однако, думают, что для понимания явлений гипотезы оказываются проще и естественнее, чем эйнштейновский принцип относительности».

При этом Вихерт так же, как и Ми, полагает возможным совмещение гипотез эфира с принципом относительности. Это, конечно, уже со-

всем другой эфир, и сам Эйнштейн позже допускал возможность существования такой физической среды как арены электромагнитных процессов, не имеющей ничего общего со старым механическим эфиром. И тем не менее даже такой рафинированный эфир не удержался в науке. Теория относительности имеет своим объектом пространство, время и материю, но не эфир.

На теорию относительности предпринимались атаки и с другой стороны, а именно с той самой, о которой писал Лауэ, утверждалась недостаточность ее экспериментального обоснования. Считалось, что опыт Майкельсона, из-за которого, образно выражаясь, «загорелся сыр-бор», может допускать другую интерпретацию. Так, в 1908 г. известный немецкий физик В. Ритц выступил с новым теоретическим истолкованием опыта Майкельсона, предположив, что скорость света зависит от движения источника. Ввиду того что такая гипотеза органически вытекает из эмиссионной теории света Ньютона, теория, основанная на этой гипотезе, получила название эмиссионной теории. Отказ от принципа постоянства скорости света выдвинули независимо от Ритца Толмен, а также Комсток и Кунц в 1910 г. Хотя эмиссионные теории совершенно непринужденно объясняют опыт Майкельсона, они противоречат другим фактам. Еще Декарт, выдвигая принцип мгновенного распространения света, предвидел, что постоянство скорости света вызывает абберрационные эффекты в астрономии. Если же скорость света будет зависеть от движения источника, то эти абберрационные эффекты необычайно усложняются и, например, движение двойных звезд будет выглядеть весьма причудливым (так, при некотором подборе

скоростей и расстояний звезда одну половину своей орбиты будет проходить мгновенно). На это указал в 1913 г. голландский астроном де Ситтер. Подобные неправильности в движении двойных звезд никогда не наблюдались. Эмиссионная теория противоречит астрономическим фактам.

Можно отметить, что постулаты Эйнштейна оправдываются всем вековым опытом человечества. Постулат независимости законов природы от скорости движения системы объяснял тот факт, что люди с испокон веков считали землю неподвижной. Постулат независимости скорости света от движения источника объяснял тот факт, что поколение за поколением наблюдали устойчивую искаженную картину неба. Это было бы невозможным в случае зависимости скорости света от движения источника. Все поведение человека строится на том факте, что скорость света чрезвычайно велика и не зависит от движения источника. Постулат относительности непосредственно связан с глубокой убежденностью основателей естествознания в том, что природа всюду одинакова в своих законах. Нет физики земной, марсианской и т. д. — физика едина для всей вселенной. Факел, зажженный Эйнштейном, был подхвачен его современниками. В разработке и пропаганде теории относительности приняли участие М. Лауэ, М. Планк, А. Зоммерфельд, П. Ланжевен, М. Борн и многие другие. Сам Эйнштейн продолжал разрабатывать программу, намеченную им в упоминавшейся выше работе 1907 г. Выполнение этой программы привело Эйнштейна к созданию общей теории относительности. Об истории создания общей теории относительности пойдет речь в следующей главе.

ТЯГОТЕНИЕ

СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЯГОТЕНИЯ
В НАЧАЛЕ XX ВЕКА

Математик XIX столетия К. Нейман в наглядной и остроумной форме изобразил мир, управляемый законом тяготения Ньютона: «Предположим, что какой-нибудь полярный исследователь рассказал бы нам о загадочном море, куда ему посчастливилось проникнуть. Чудесное зрелище предстало перед ним. Среди моря он увидел две плавающие ледяные горы, достаточно далеко удаленные одна от другой, — одна большая, другая поменьше. Из глубины большой горы раздался голос, приказывающий повелительным тоном: «Приблизься на десять футов!» И тотчас же меньшая ледяная гора, исполняя приказание, приблизилась на десять футов к большой. И снова большая командовала: «Еще на шесть футов ближе!» И другая вновь немедленно выполнила приказание. И так звучал приказ за приказом, и меньшая гора в непрерывном движении усердно старалась немедленно и точнейшим образом выполнить каждый приказ».

«Несомненно, мы отнесли бы такое известие к области басен. Но не будем торопиться с насмешками! Представление, которое здесь кажется нам таким удивительным, есть то самое, которому величайший из естествоиспытателей обязан славой своего имени.

Действительно, в мировом пространстве непрерывно звучат такие приказы, исходящие от различных небесных тел: Солнца, планет, лун, комет. Каждое мировое тело прислушивается к приказаниям, воздаваемым остальными телами, всемерно стараясь точнейшим образом исполнить эти приказания. Наша Земля неслась бы по прямой линии через мировое пространство, если бы ее каждое мгновение не направляло приказание, звучащее от Солнца, к которому примешиваются менее внятные приказы остальных небесных тел.

Конечно, эти приказы отдаются безмолвно и так же безмолвно они выполняются. И Ньютон назвал эту взаимную пару приказаний и исполнений иным именем. Он просто говорит о взаимном притяжении, которое господствует между телами.

Однако дело от этого не меняется, ибо указанное взаимодействие состоит в том, что одно тело отдает приказание, а другое ему следует».

Эта поистине фантастическая концепция ньютоновского мира подвергалась критике с самого ее возникновения. Попытки «понять» тяготение предпринимались в XVII, XVIII, XIX вв.

Г. А. Лоренц в 1900 г. пытался свести гравитацию к электромагнитным процессам. Предполагая, что гравитирующие молекулы состоят из заряженных частиц, находящихся в эфире, в котором происходят электромагнитные колебания весьма малой длины волны, Лоренц пришел к выводу, что притяжение возможно только тогда, когда в объем, в котором находятся притягивающиеся молекулы, непрерывно поступает энергия, исчезающая в этом объеме. Поэтому Лоренц отбросил свою теорию и вернулся к теории, высказанной Моссоти в 1836 г. и развитой Цёльнером в 1882 г. К теории Лоренца примыкала также работа В. Вина 1900 г.

И. Ценнек, заканчивая свой обзор состояния гравитации в Энциклопедии математических наук, писал: «Пока можно резюмировать... что все попытки свести гравитацию к другим явлениям следует рассматривать как неудавшиеся или как еще недостаточно обоснованные. Но тем самым в начале XX в. опять возвращаются к точке зрения XVIII столетия, к той точке зрения, *которая рассматривает тяготение, как фундаментальное свойство всей материи*».

Это фундаментальное свойство материи все еще остается загадкой и во второй половине XX в. Но за это время в теории тяготения произошел глубокий переворот связанный с именем Эйнштейна.

ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

В работе 1907 г., о которой мы говорили в своем месте, Эйнштейн впервые поставил вопрос о распро-

странении принципа относительно-сти на ускоренные системы отсчета. В связи с этим вопросом Эйнштейн пишет: «Рассмотрим две системы отсчета Σ_1 и Σ_2 . Пусть Σ_1 движется с ускорением в направлении своей оси x , и пусть ее ускорение (постоянное во времени) равно γ . Предположим, что Σ_2 покоится, но находится в однородном гравитационном поле, которое сообщает всем телам ускорение $-\gamma$ в направлении оси x .

Как известно, физические законы относительно Σ_1 не отличаются от законов, отнесенных к Σ_2 ; это связано с тем, что в гравитационном поле все тела ускоряются одинаково. Поэтому при современном состоянии наших знаний нет никаких оснований полагать, что системы отсчета Σ_1 и Σ_2 в каком-либо отношении отличаются друг от друга, и в дальнейшем мы будем предполагать полную физическую равноценность гравитационного поля и соответствующего ускорения системы отсчета». Так впервые появился в науке этот знаменитый принцип, пока в качестве гипотезы. Эйнштейн сразу отмечает большую эвристическую ценность гипотезы эквивалентности. Он пишет: «Эвристическая ценность этого предположения состоит в том, что оно позволяет заменить однородное поле тяжести равномерно ускоренной системой отсчета, которая до известной степени поддается теоретическому рассмотрению».

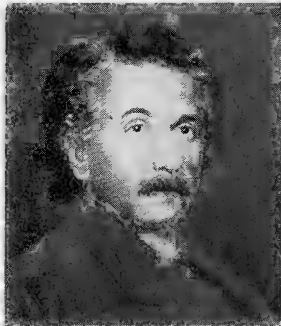
Сам Эйнштейн применяет найденный им принцип к рассмотрению поведения часов в гравитационном поле и поведению световых лучей в этом поле. Полученный им результат для искривления светового луча в поле тяжести неверен, поскольку Эйнштейн не учитывает кривизны пространства. Однако самый факт влияния поля тяжести на распространение света был установлен им в этой статье 1907 г.

С точки зрения истории происхождения идей, приведенных Эйнштейном в их развитии и общей теории относительности, следует отме-

тить несомненное влияние «Механики» Маха. Статья Эйнштейна датирована 4 декабря 1907 г. Прошло немногим более полутора лет, в течение которых Эйнштейн опубликовал ряд работ по специальной теории относительности, световым квантам и статистической физике, и вот 9 августа 1909 г. он пишет письмо Маху. В этом письме он благодарит Маха за присылку его работы о законе сохранения энергии и сообщает, что эту работу он прочитал «со всем вниманием». Далее Эйнштейн пишет: «В остальном я, естественно, знаю достаточно хорошо Ваши главные труды, из которых я особенно восхищаюсь Вашей «Механикой». Она оказала на теоретикопознавательное воззрение молодого поколения физиков такое влияние, что даже Ваших сегодняшних противников, таких, например, как г. Планк, любой из физиков, какими они были несколько десятилетий назад, без сомнения считал бы «махистами».

На письмо Эйнштейна от 9 августа Мах, по-видимому, ответил сразу. Он прислал Эйнштейну какую-то статью и сообщил, что получил «удовольствие» от теории относительности. Вероятно, он сообщил также о постигшем его недуге (паралич). Все это вытекает из ответной открытки Эйнштейна от 17 августа 1909 г. Гернек, опубликовавший письма Эйнштейна к Маху, совершенно справедливо констатирует, что Мах вовсе не был вначале противником теории относительности, как это нередко утверждалось.

Тем временем Эйнштейн продолжает размышлять над вопросами тяготения. В 1911 г. он опубликовал статью «О влиянии силы тяготения на распространение света». В этой работе Эйнштейн вновь формулирует принцип эквивалентности однородного гравитационного поля и равномерно ускоренной системы отсчета. Рассматривая две системы K и K' , из которых первая K' покоится в однородном поле тяжести, направленном вдоль отрицательной оси z ,



А. Эйнштейн.

а другая K движется в свободном пространстве вдоль положительной оси z с постоянным ускорением γ , Эйнштейн указывает, что в обеих системах справедливы уравнения движения свободной материальной точки вида

$$\frac{d^2x_v}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2y_v}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2z_v}{dt^2} = -\gamma.$$

«Для ускоренной системы отсчета K' , — пишет Эйнштейн, — это следует прямо из принципа Галилея; для покоящейся же в однородном гравитационном поле системы отсчета K это следует из того опытного факта, что все тела в таком поле ускорятся *равномерно и одинаково сильно*. Этот опытный факт об одинаковом ускорении падения всех падающих в гравитационном поле тел является одним из наиболее общих фактов, установленных нами из наблюдений; несмотря на это, закон этот не нашел еще отражения в основах нашей физической картины мира» (курсив мой. — П. К.).

Прошло триста лет с тех пор, как Галилей прямым опытом опроверг утверждение Аристотеля о зависимости скорости падения тяжелых тел от их массы. Галилей установил, что в отсутствии сопротив-

ления воздуха все тела падают одинаково. С этого наблюдения Галилея датируется новая физика — физика опыта и математической теории. Наблюдение Галилея о равенстве гравитационной и инертной масс неоднократно проверялось многими физиками, начиная с Ньютона. В 1890 г. венгерский физик Лоранд Этвеш опытом с крутильными весами доказал равенство инертной и тяжелой масс с точностью до $\frac{1}{2 \cdot 10^7}$. В 1909 г. Д. Пекар и Э. Фекете подтвердили результат Этвеша с точностью до 10^{-8} .

Таким образом, к моменту появления статьи Эйнштейна равенство инертной и гравитационной масс было одним из наиболее точно установленных фактов физики. Из этого факта и вытекает отмеченная Эйнштейном эквивалентность систем отсчета K и K' в отношении описания механических явлений. Но в работе 1911 г. Эйнштейн идет дальше и постулирует эквивалентность обеих систем для *любых* физических явлений. «Однако, — пишет Эйнштейн, — представление наше будет достаточно глубоким только в том случае, если системы K и K' окажутся равноценными относительно всех физических явлений, т. е. если законы природы по отношению к системе K полностью совпадут с законами природы по отношению к системе K' . Приняв это, мы получаем принцип, имеющий большое эвристическое значение, если он действительно справедлив».

В работе 1912 г. «Скорость света и статическое гравитационное поле» впервые появляется термин «принцип эквивалентности» для «гипотезы о физической эквивалентности ускоренной системы координат полю тяжести». Это название вновь появляется в следующей статье «К теории статического гравитационного поля». После опубликования в 1912 г. двух заметок, посвященных гравитации, Эйнштейн в 1913 г. дает (в сотрудничестве с М. Гроссманом) первый очерк общей теории относи-

тельности под названием «Проект обобщенной теории относительности и теории тяготения». Статья начинается формулировкой принципа эквивалентности, которую мы приведем целиком.

«Излагаемая теория возникла на основе убеждения, что пропорциональность инертной и тяжелой масс является точным законом природы, который должен находить свое отражение уже в самых основах теоретической физики. Это убеждение я стремился отразить в ряде предыдущих работ (здесь Эйнштейн ссылается на статью 1911 г. «О влиянии тяжести на распространение света» и статью 1912 г. «Скорость света и статическое гравитационное поле»), в которых делалась попытка свести *тяжелую* массу к *инертной*; это стремление привело меня к гипотезе о том, что поле тяжести (однородное в бесконечно малом объеме) физически можно полностью заменить ускоренной системой отсчета. Наглядно эту гипотезу можно сформулировать так: наблюдатель, находящийся в закрытом ящике, каким способом не сможет установить, покоится ящик в статическом гравитационном поле или же находится в пространстве, свободном от гравитационных полей, но движется с ускорением, вызываемым приложенными к ящику силами (гипотеза эквивалентности)». Теперь принцип эквивалентности получил законченную формулировку, предусматривающую возможность расширения его на любые движения: любое поле тяготения (однородное в бесконечно малом объеме) можно заменить ускоренным движением. Появился и знаменитый «ящик Эйнштейна», наглядно поясняющий сущность принципа.

Показательно, что Эйнштейн считает необходимым информировать Маха о развитии своих идей. В письме к нему он пишет:

Меня очень радует дружеский интерес, который Вы проявляете к новой теории. Математические трудности, на которые наталкивается эта

идея при ее развитии, к сожалению, и для меня очень велики. Меня чрезвычайно радует, что в развитии теории становится очевидной глубина и важность Ваших исследований по основаниям классической механики. Я никак не могу понять, как Планк, которого я, впрочем, так высоко ценю, как едва ли кого другого, мог проявить так мало понимания Ваших устремлений. Он, впрочем, так же отрицательно относится к моей новой теории.

Я не могу поставить это ему в вину. Потому что до сих пор такой теоретико-познавательный аргумент есть единственное, что я могу выдвинуть в пользу моей новой идеи. Для меня является абсурдом приписывать «пространству» физические свойства. Совокупность масс порождает некоторое $G_{\mu\nu}$ — поле (поле тяготения), которое со своей стороны управляет течением всех процессов, включая распространение света и поведение масштабов и часов. Все сущее будет сначала относиться к четырем *совершенно произвольным* переменным. Они должны затем, если выполняются законы сохранения импульса и энергии, быть специализированы таким образом, что только (полностью) *линейные* подстановки приводят от одной правильной системы отсчета к другой. Система отсчета, так сказать, измеряет существующий мир с помощью принципа энергии и теряет свою туманную априористическую сущность.

В скором времени я пошлю Вам одно изложение предмета, в котором формальное насколько возможно отходит на задний план, а существенное возможно более подчеркнуто. Но мне не удалось в этих абстрактных вещах полностью отделить существенное от формы.

С наилучшими новогодними пожеланиями преданный Вам
А. Эйнштейн».

То, что письмо заканчивается новогодним пожеланием, показывает,

что письмо написано в канун или самом начале нового, 1913 г. 25 июня 1913 г. Эйнштейн направил Маху письмо, в котором писал: «На этих днях Вы уже получите мою новую работу об относительности и гравитации, которая после бесконечных мук и мучительных сомнений теперь, наконец, готова. В ближайшем году во время солнечного затмения должно обнаружиться, будут ли искривляться Солнцем световые лучи, или, другими словами, соответствует ли действительности основополагающее допущение об эквивалентности ускорения системы отсчета, с одной стороны, и поля тяжести — с другой».

Если это так, то Ваши гениальные исследования об основах механики получают — несмотря на несправедливую критику Планка — блестящее подтверждение. Ибо с несомненностью обнаружится, что *инерция* имеет своим источником род *взаимодействия* тел, совершенно в духе Ваших соображений об опыте Ньютона с ведром».

И далее Эйнштейн пишет: «Это — моя большая радость. Я могу это Вам сообщить в особенности потому, что критика Планка мне всегда казалась в высшей степени несправедливой».

Как видим из этих цитат, Эйнштейн настолько тесно связал свои идеи с идеями Маха, что даже экспериментальное доказательство искривления световых лучей в поле тяготения Солнца рассматривал как «блестящее подтверждение» принципа Маха и его критики основ ньютоновской механики. Вместе с тем Эйнштейн неоднократно подчеркивал, что в теоретико-познавательной дискуссии между Планком и Махом он, Эйнштейн, принимает сторону последнего и считает критику Планка несправедливой. В дальнейшем, однако, Эйнштейн и Мах разошлись, тогда как позиции Эйнштейна и Планка сблизились. Но это не должно заслонить того основного исторического факта, что в возникновении идей общей теории относи-

тельности «Механика» Маха, как мы это уже отмечали, сыграла существенную роль.

ПЕРВЫЕ СЛЕДСТВИЯ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Уже в работе 1907 г., как ранее было сказано, Эйнштейн попытался вывести из принципа эквивалентности следствия, относящиеся к масштабам и часам, а также к распространению света в поле тяготения. Кроме того, он показал, что для потенциальной энергии «тяжелой» массы в поле тяжести выполняется соотношение

$$E = mc^2.$$

К этим результатам он вернулся через четыре года по той причине, что его, как он сам пишет в начале новой статьи, «не удовлетворяет прежнее изложение вопроса». В этой новой статье «О влиянии тяжести на распространение света» он прежде всего разбирает вопрос о тяжести энергии. Этот вопрос он разбирает с помощью мысленного эксперимента. Имеются две системы S_1 и S_2 , размеры которых малы по сравнению с их взаимным расстоянием h в направлении поля тяготения, так что гравитационный потенциал в системе S_2 на γh больше потенциала в системе S_1 . Из S_2 посылается в S_1 в виде излучения энергия E_2 . Введем систему отсчета K_0 , не обладающую ускорением, и ускоренную систему отсчета K' . В момент излучения системой S_2 энергии E_2 пусть эта система отсчета K' обладает относительно K_0 нулевой скоростью. Спустя промежуток времени, равный в первом приближении $t = \frac{h}{c}$, энергия E_2 достигает S_1 . В этот момент система S_1 обладает относительно K_0 скоростью

$$v = \gamma t = \frac{h\gamma}{c}.$$

и по специальной теории относительности энергия, воспринятая S_1 будет E_1 , причем

$$E_1 = E_2 \left(1 + \frac{v}{c} \right) = E_2 \left(1 + \frac{\gamma h}{c^2} \right).$$

По принципу эквивалентности то же самое справедливо для покоящейся системы отсчета K' , находящейся в гравитационном поле с потенциалом $\Phi = \gamma h$, поэтому

$$E_1 = E_2 + \frac{E_2}{c^2} \Phi.$$

Эйнштейн поясняет с помощью воображаемого кругового процесса, что это соотношение эквивалентно утверждению о приращении *тяжелой* массы на величину $\frac{E}{c^2}$. Таким образом, тяжелая масса, как и инертная, удовлетворяет закону пропорциональности массы и энергии

$$E = mc^2.$$

Далее из принципа эквивалентности следует, что «луч света, испускаемый в области с определенным потенциалом тяготения из S_2 и имеющий при его испускании частоту ν_2 , измеренную часами, находящимися в S_2 , обладает при его прибытии в S_1 другой частотой ν_1 , если последняя измеряется с помощью точно таких же часов, находящихся в S_1 ». Если потенциал тяготения в S_2 , взятый по отношению к S_1 , равен Φ , то

$$\nu_1 = \nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

Если, например, частота источника света, находящегося на Солнце и измеренная с помощью находящихся там же часов, равна ν_0 , то на Земле частота света, испускаемого этим источником и измеренная часами той же конструкции, будет иной, равной ν . При этом

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

«Таким образом, — заключает Эйнштейн, — согласно нашим представлениям спектральные линии солнечного света должны несколько сместиться по сравнению с соответствующими спектральными линиями

земных источников в сторону красного конца спектра, а именно на относительную величину

$$\frac{v_0 - v}{v_0} = -\frac{\Phi}{c^2} = 2 \cdot 10^{-6}.$$

Это смещение можно было бы измерить, если бы были точно известны условия, при которых испускается солнечный свет.

Этот важный вывод связан с неодинаковостью хода часов в разных местах гравитационного поля. Вместе с тем скорость света не остается инвариантной величиной, какой она была в специальной теории относительности. Если скорость света в месте с нулевым гравитационным потенциалом равна c_0 , то в некотором месте с потенциалом Φ она будет равна c , причем

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right).$$

Из этого факта с помощью принципа Гюйгенса получается искривление световых лучей в поле тяготения. Это отклонение на любом пути s , взятое в сторону возрастания n' , будет

$$a = -\frac{1}{c^2} \int \frac{\partial \Phi}{\partial n'} ds.$$

По этой формуле луч света, проходящий мимо какого-либо небесного тела, испытывает отклонение в сторону убывания гравитационного потенциала, т. е. в сторону небесного тела, равное

$$a = \frac{1}{c^2} \int_{\theta=-\pi/2}^{\theta=+\pi/2} \frac{kM}{r^2} \cos \theta ds = \frac{2kM}{c^2 \Delta},$$

где k — гравитационная постоянная, M — масса небесного тела, Δ — расстояние от луча до центра небесного тела. «По этой причине, — подчеркивает Эйнштейн, — луч света, проходящий мимо Солнца, испытал бы отклонение, равное $4 \cdot 10^{-6} = 0,83$ дуговой секунды». На самом деле, отклонение должно быть вдвое больше, поскольку Эйнштейн во всех этих расчетах не принимал во внимание искривление

пространства. Впоследствии В. Паули писал по поводу этих первых работ Эйнштейна: «Уже эта теория однородного гравитационного поля выходила из рамок специальной теории относительности. Вследствие зависимости скорости света и скорости хода часов от гравитационного потенциала... преобразования Лоренца теряют свой смысл». Это обстоятельство вынуждало физиков искать путей согласования теории относительности с теорией тяготения. Нордстром в 1912 г. попытался это сделать, предположив, что принципы специальной теории относительности (постоянство скорости света, инвариантность уравнений относительно преобразований Лоренца) сохраняются и в поле тяготения. В его теории соблюдаются законы сохранения энергии и импульса и равенство инертной и гравитационной массы. Но она не дает искривления светового луча в поле тяжести, дает неправильный знак движения перигелия Меркурия. В том же году теорию гравитации построил М. Абрагам, а Эйнштейн выступил со статьей «Скорость света и статическое гравитационное поле», в которой он заявил, что то обстоятельство, что принцип эквивалентности привел к следствиям, несоместимым с преобразованиями Лоренца, не должно «отпугивать от дальнейшего следования по избранному пути». Вскоре он опубликовал новую работу «К теории статического гравитационного поля». Далее ему пришлось вступить в полемику с Абрагамом, который заявил, что Эйнштейн «нанес завершающий удар теории относительности, отказавшись от постулата постоянства скорости света и от связанной с ним инвариантности системы уравнений относительно преобразований Лоренца». Эйнштейн в ответ на это указывает, что «сомневаться во всеобщей справедливости принципа относительности у нас нет ни малейшего основания». Однако он полагает, что «принцип постоянства скорости света можно сохранить лишь

до тех пор, пока мы ограничиваемся пространственно-временными областями с постоянным гравитационным потенциалом».

Далее Эйнштейн высказывает убеждение, что «Задачей ближайшего будущего должно быть создание релятивистской схемы, в которой найдет свое выражение эквивалентность инертной и тяжелой массы». Указав на свои попытки создать теорию статического гравитационного поля, Эйнштейн, однако, констатирует: «Необходимо признать, что эту интерпретацию мы смогли провести только для бесконечно малых областей пространства и что не можем указать никакого удовлетворительного объяснения этого обстоятельства». Несмотря на это, Эйнштейн считает, что нет «никаких оснований для того, чтобы отказаться от принципа эквивалентности также и для бесконечно малых областей». Этот принцип, как думает Эйнштейн «открывает нам интересную перспективу — уравнения теории относительности, охватывающей гравитацию, должны быть инвариантны также относительно преобразований ускорения (и вращения)».

«Однако, — заканчивает Эйнштейн, — путь к этой цели представляется нам весьма трудным».

СОЗДАНИЕ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Но уже в следующем, 1913 г. появилась совместная работа Эйнштейна и его друга М. Гроссмана, которому принадлежала математическая часть «Проект обобщенной теории относительности», в которой Эйнштейн сделал первую удачную попытку распространить принцип относительности и на неравномерные движения систем отсчета. Чтобы получить уравнения движения материальной точки, инвариантные относительно произвольного преобразования

$$\begin{aligned} x' &= x'(x, y, z, t), & z' &= z'(x, y, z, t), \\ y' &= y'(x, y, z, t), & t' &= t'(x, y, z, t), \end{aligned}$$

Эйнштейн записывает эти уравнения в виде вариационного принципа

$$\delta \int ds = 0,$$

где

$$ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu.$$

«Таким образом, мы приходим к убеждению, что в общем случае гравитационное поле характеризуется десятью пространственно-временными формами

$$\begin{aligned} &g_{11} \ g_{21} \ g_{31} \ g_{41} \\ &g_{21} \ g_{22} \ g_{32} \ g_{42} \\ &g_{31} \ g_{23} \ g_{33} \ g_{43} \quad (g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}), \\ &g_{41} \ g_{24} \ g_{34} \ g_{44} \end{aligned}$$

которые в случае обычной теории относительности соответственно равны

$$\begin{aligned} &-1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \\ &0 \quad -1 \quad 0 \quad 0 \\ &0 \quad 0 \quad -1 \quad 0 \\ &0 \quad 0 \quad 0 \quad c^2, \end{aligned}$$

где c — постоянная».

Написав функцию Гамильтона H в виде

$$\begin{aligned} H &= -m ds = \\ &= -m \sqrt{g_{11} \dot{x}_1^2 + \dots + 2g_{12} \dot{x}_1 \dot{x}_2 + \dots + g_{44} \dot{x}_4^2}, \end{aligned}$$

Эйнштейн получает выражения для импульса I и энергии E материальной точки, а также для силы, действующей на точку со стороны гравитационного поля. Фундаментальные величины образуют инвариантный тензор второго ранга, импульс и энергия совместно образуют четырехмерный вектор.

Эйнштейн пытается построить дифференциальные уравнения для поля тяготения, аналогичные уравнениям Пуассона в теории потенциала. В это уравнение взамен потенциала тяготения Φ должна войти компонента тензора поля тяготения $g_{\mu\nu}$. Ему не удалось получить ковариантного уравнения. Построенные им уравнения оказались ковариантными только относительно линейных преобразований. Эйнштейн утверждал, что «при современном состоянии теории мы не можем тре-

бовать инвариантности уравнений относительно произвольных преобразований».

В докладе на 85-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Вене Эйнштейн следующим образом формулирует предпосылки, на которых должна основываться теория гравитации. Эти предпосылки следующие:

«1. Выполнение законов сохранения импульса и энергии.

2. Равенство *инертной* и *тяжелой* масс замкнутых систем.

3. Справедливость теории относительности (в более узком смысле), т. е. система уравнений должна быть ковариантной относительно линейных ортогональных подстановок (обобщенные преобразования Лоренца).

4. Наблюдаемые законы природы не должны зависеть от абсолютных значений гравитационного потенциала (или гравитационных потенциалов). Физически это означает следующее: совокупность связей между наблюдаемыми величинами, которую можно найти в некоторой лаборатории, не должна меняться, если всю лабораторию переместить в область с другим гравитационным потенциалом (постоянным в пространстве и времени)».

Эйнштейн еще не уверен, что все эти постулаты необходимы для построения релятивистской теории тяготения. В частности, Абрагам строил теорию тяготения без третьего постулата. Четвертый постулат, как полагает Эйнштейн, «вероятно, нельзя обосновать опытом. Он, — продолжает Эйнштейн, — оправдывается не чем иным, как верой в простоту законов природы, и мы не можем полагаться на то, что он выполняется с таким же правом, как в случае остальных трех упомянутых аксиом». «Мы прекрасно сознаем, — заканчивает Эйнштейн, — что постулаты 2—4 похожи скорее на научный символ веры, нежели на надежный фундамент».

Итак, Эйнштейн еще сомневается в надежности и однозначности по-

стулатов, на которых должна строиться теория тяготения. Тем более он сомневается в том, что полученные им результаты являются единственно возможными. Все же он считает их наиболее естественными.

Колебания Эйнштейна нашли свое отражение в его отношении к теории Нордстрема, в которой гравитационное поле описывается скалярной величиной. В основной статье 1913 г. он считает концепцию скалярного поля неприемлемой. Однако в докладе на Венском съезде немецких естествоиспытателей и врачей, происходившем осенью того же года, он снимает свои возражения и считает, что теория Нордстрема, опирающаяся на постулат постоянства скорости света, «удовлетворяет всем требованиям, которые при современном состоянии эксперимента можно предъявить теории гравитации».

Другим пунктом сомнения Эйнштейна, наиболее важным в принципиальном отношении, является вопрос о ковариантности уравнений гравитационного поля относительно произвольных преобразований пространства и времени. Полученное им в работе 1913 г. тензорное уравнение

$$k\Theta_{\mu\nu} = \Gamma_{\mu\nu},$$

где k — гравитационная постоянная,

$$\Theta_{\mu\nu} = \varrho_0 \frac{dx}{ds} \cdot \frac{dx_\nu}{ds},$$

$$\varrho_0 = \frac{M}{V}$$

— плотность масс — ковариантный тензор второго ранга, $\Gamma_{\mu\nu}$ — контравариантный тензор второго ранга, образованный из производных фундаментального тензора $g_{\mu\nu}$, не является ковариантным относительно произвольных преобразований. Эйнштейн далее пишет, что «у нас нет никаких оснований для общей ковариантности уравнений гравитации». Далее в докладе «Физические основы теории тяготения», сделанном в 1913 г. на годичном со-

брании Швейцарского общества естествоиспытателей, он категорически утверждает: «Из общих соображений можно показать, что уравнения, полностью определяющие гравитационное поле, не могут быть ковариантными относительно произвольных преобразований».

В венском докладе он пишет, что «проблема гравитации была бы решена удовлетворительно, если бы удалось найти ковариантные относительно произвольных преобразований уравнения, которым удовлетворяет гравитационное поле $g_{\mu\nu}$ ».

«Однако, — добавляет Эйнштейн, — решить проблему таким способом не удалось».

Эйнштейн полагает, что можно отказаться от требования ковариантности в общем виде и потребовать только, чтобы уравнения удовлетворяли законам сохранения и были ковариантными относительно *линейных* преобразований.

Таким образом, к концу 1913 г. сомнения Эйнштейна относительно требования ковариантности разрешаются тем, что Эйнштейн считает возможным вообще отказаться от этого требования. В течение 1914 г. Эйнштейну приходится дискутировать по основным вопросам теории тяготения, в частности отвечать на критику Г. Ми. В ответе Ми Эйнштейн признает, что его теория еще несовершенна. «Это несовершенство, — пишет Эйнштейн, — связано с тем, что в некоторых отношениях я сам еще не пришел к полной ясности».

Вскоре после полемики с Ми Эйнштейн выступил с большой статьей «Формальные основы общей теории относительности», в которой сделал попытку изложить математические основы новой теории тяготения. Эйнштейн в вводных соображениях очень ясно обосновывает необходимость перехода от специальной теории относительности к общей. Специальная теория относительности имеет дело с классом «привилегированных» систем отсче-

та, инерциальных систем. Но кинематика не знает таких привилегированных систем. «Поэтому представляется необходимым обобщить существующую теорию относительно таким образом, чтобы устранить из нее кажущееся несправедливым предпочтение равномерных и прямолинейных движений перед относительными движениями других типов. Необходимость подобного расширения теории должен почувствовать каждый, кто обстоятельно знаком с предметом».

Но динамика не позволяет сделать такого обобщения. Переход от инерциальной системы к неинерциальной требует введения «сил инерции». «Однако, — пишет Эйнштейн, — этот аргумент, как, в частности, показал Э. Мах, не обоснован. Существование центростремительных сил в действительности не обязательно основывается на движении самой системы K . С таким же успехом мы можем их приписать среднему вращательному движению весомых удаленных масс в окрестности системы по отношению к K' , причем систему K' мы считаем покоящейся». Это дает возможность «рассматривать вращающуюся систему K' как *покоящуюся* и интерпретировать поле центростремительных сил как некоторое гравитационное поле». «Из сказанного следует, — заключает Эйнштейн, — что в теории относительности, обобщенной в указанном смысле, гравитация должна играть фундаментальную роль. Если посредством некоторого преобразования перейти от системы отсчета K к системе отсчета K' , то относительно системы K' , вообще говоря, существует некоторое гравитационное поле; при этом нет необходимости, чтобы поле существовало бы и в системе K ».

Таким образом, задача обобщения специальной теории относительности оказывается неразрывно связанной с проблемой гравитации. Формальный аппарат общей теории относительности, как это было показано в статье Эйнштейна—Гросс-

мана 1913 г., содержится в тензорном исчислении. Мы можем отметить, что в истории теоретической физики каждый новый шаг сопровождается новыми требованиями к математическому аппарату. Ньютон, закладывая основы классической механики, был вынужден создать новый математический аппарат — дифференциальное и интегральное исчисление. И хотя он излагал в своем основополагающем труде новые идеи на языке старой геометрии, было ясно, что старая геометрия не могла соответствовать новым задачам. Максвелл, создавая новые основы теории электрических и магнитных явлений, был вынужден использовать новый математический язык, язык векторного исчисления Гамильтона—Грассмана. Теперь Эйнштейн, создавая общую теорию относительности, опираясь на математический аппарат тензорного анализа, основы которого были заложены еще в работе Кристоффеля 1869 г. «О преобразовании однородных дифференциальных выражений второго порядка» и были развиты Риччи — Леви-Чивита в работе 1901 г. «Методы абсолютного дифференциального исчисления».

В разбираемой нами работе Эйнштейн излагает основные понятия четырехмерного векторного и тензорного исчисления, дает понятия ковариантного и контравариантного вектора, ковариантного, контравариантного и смешанного тензоров второго и высшего ранга и определяет основные операции тензорного исчисления.

Но одного математического аппарата еще не достаточно для построения физической теории. Получить правильные уравнения тяготения Эйнштейну в этой работе еще не удалось. Однако Эйнштейн делает в этой работе важный шаг вперед. Он ясно видит, что новая теория тяготения должна быть теорией близкого действия, а не дальнего действия, какой была теория тяготения Ньютона. Именно в этом важном пункте Эйнштейн порывает с Ма-

хом, принцип которого, по существу, был дальнего действия. Эйнштейн писал: «По мнению Маха, в действительно рациональной теории инертность должна, подобно другим ньютоновским силам, происходить от взаимодействия масс. Это мнение долгое время считал в принципе правильным. Оно неявным образом предполагает, однако, что теория, на которой все основано, должна принадлежать тому же общему типу, как ньютонова механика: основными понятиями в ней должны служить массы и взаимодействия между ними. Между тем нетрудно видеть, что такое понятие не вяжется с духом теории поля».

Но отказ от ньютоновской концепции влечет за собой и другой важный вывод; его со всей ясностью подчеркивает Эйнштейн в разбираемой нами работе 1914 г.:

«Благодаря Максвеллу с тех пор в физике произошел решительный переворот, во время которого постепенно победило представление о том, что в элементарных законах расстояния между конечноудаленными точками не могут появляться, т. е. «теория дальнего действия» была заменена «теорией близкого действия». При этом, однако, забылось, что евклидова геометрия в том виде, как она применялась в физике, также состоит из физических утверждений, которые с физической точки зрения устанавливались из интегральных законов ньютоновской механики точки. Это означает, на мой взгляд, некоторую непоследовательность, от которой нам нужно освободиться».

Так возникает фундаментальный для общей теории относительности вопрос о характере геометрии, соответствующей новой теории. Эйнштейн чувствует, что возможность использования в этой теории евклидовой геометрии, сведенной к дифференциальным соотношениям в духе теории близкого действия, «отнюдь не является наиболее простой и очевидной».

справедливы для произвольно движущихся систем».

Математически это требование выражается так:

«Общие законы природы должны быть выражены через уравнения, справедливые во всех координатных системах, т. е. эти уравнения должны быть ковариантными относительно любых подстановок (общековариантными)».

Итак, если в работе 1913 г. Эйнштейн требовал от уравнений ковариантности по отношению к линейным преобразованиям, в работе 1914 г. он требовал ковариантности относительно произвольных преобразований, ограниченных, однако, условием равенства детерминанта преобразований единице, то в работе 1916 г. он четко сформулировал постулат общековариантности. Вместе с принципом эквивалентности этот постулат дает основу для построения теории тяготения. В этой теории инвариантом, не зависящим от выбора пространственных и временных координат, является величина

$$ds^2 = \sum_{\sigma\tau} g_{\sigma\tau} dx_{\sigma} dx_{\tau}.$$

При этом «величины $g_{\sigma\tau}$ с физической точки зрения должны рассматриваться как величины, описывающие гравитационное поле относительно выбранной системы координат». С другой стороны, «По функциям $g_{\sigma\tau}$, представляющим гравитационное поле, определяют в то же время метрические свойства четырехмерного пространства».

Математический аппарат тензорного исчисления изобилует выражениями, в которых производится суммирование по текущим значкам, вроде выражения для ds^2 . Как видно из этого выражения, значки, по которым производится суммирование (здесь σ и τ), встречаются под знаком суммы дважды. Чтобы упростить начертание формул, Эйнштейн опускает знак суммы, приняв раз навсегда, что если один и тот же значок встречается в выражении дважды, то по нему производится суммирование. Поэтому вы-

ражение для ds^2 можно записать просто

$$ds^2 = g_{\sigma\tau} dx_{\sigma} dx_{\tau},$$

и это означает то же, что и вышеприведенная формула, содержащая знак суммы Σ .

В выражении для ds^2 величина dx_{σ} играет роль ковариантного вектора. Тогда величины $g_{\sigma\tau}$ (Эйнштейн в дальнейшем пишет $g_{\mu\nu}$) являются компонентами ковариантного тензора второго ранга, называемого «фундаментальным тензором». Из компонент фундаментального ковариантного тензора $g_{\mu\nu}$ можно образовать компоненты контравариантного тензора $g^{\mu\nu}$. Для этого в определителе $g = |g_{\mu\nu}|$ берут миноры, соответствующие элементу $g_{\mu\nu}$, и делят их на величину детерминанта g . Это и будут компоненты контравариантного фундаментального тензора $g^{\mu\nu}$. При этом

$$g_{\mu\sigma} g^{\nu\sigma} = \delta_{\mu}^{\nu},$$

где $\delta_{\mu}^{\nu} = 1$ для $\nu = \mu$ и 0 для $\nu \neq \mu$. Далее произведение определителей обоих фундаментальных тензоров равно 1:

$$|g_{\mu\nu}| \cdot |g^{\mu\nu}| = 1 \quad |g_{\mu\nu}| = g.$$

Детерминант преобразуется по закону

$$g' = \left| \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\sigma}} \right|^2 g,$$

так что

$$\sqrt{g'} = \left| \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x'_{\sigma}} \right| \sqrt{g}.$$

С другой стороны, четырехмерный объем

$$d\tau = \int dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$$

преобразуется по закону

$$d\tau' = \left| \frac{\partial x'_{\sigma}}{\partial x_{\mu}} \right| d\tau.$$

Откуда

$$\sqrt{g'} d\tau' = \sqrt{g} d\tau.$$

Вещественная величина $\sqrt{-g} d\tau$ является инвариантом. Этот инвариант «равен величине четырехмерного объема, измеренного в «местной ко-

ординатной системе» посредством твердых масштабов и часов по принципам специальной теории относительности».

Поскольку ds — инвариант, то и экстремальная линия, проведенная между точками P_1 и P_2 четырехмерного континуума, определяемая условием

$$\delta \left\{ \int_{P_1}^{P_2} ds \right\} = 0,$$

является инвариантом. Эту линию называют «геодезической». Ее уравнение имеет вид

$$g_{\alpha\sigma} \frac{d^2 x_\alpha}{ds^2} + \left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right] \frac{dx_\mu}{ds} \cdot \frac{dx_\nu}{ds} = 0,$$

где $\left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right]$ — символ Кристоффеля, имеющий значение

$$\left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \sigma \end{matrix} \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial x_\nu} + \frac{\partial g_{\nu\sigma}}{\partial x_\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_\sigma} \right).$$

Отсюда получается уравнение геодезической линии в виде

$$\frac{d^2 x_\tau}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \tau \end{matrix} \right\} \frac{dx_\mu}{ds} \cdot \frac{dx_\nu}{ds} = 0,$$

где по Кристоффелю

$$\left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \tau \end{matrix} \right\} = g^{\tau\alpha} \left[\begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right].$$

Важную роль в общей теории относительности играет тензор Римана—Кристоффеля, компоненты которого имеют вид

$$B_{\mu\sigma\tau}^\rho = - \frac{\partial}{\partial x_\tau} \left\{ \begin{matrix} \mu \sigma \\ \rho \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \rho \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \mu \sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha \tau \\ \rho \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu \tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha \sigma \\ \rho \end{matrix} \right\}.$$

С помощью операции, известной под названием «свертки», из тензора четвертого ранга $B_{\mu\sigma\tau}^\rho$ получается ковариантный тензор второго ранга $B_{\mu\nu}$, при этом

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= R_{\mu\nu} + S_{\mu\nu}, \\ R_{\mu\nu} &= - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu \alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\}, \\ S_{\mu\nu} &= \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\mu} \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\alpha} \end{aligned}$$

Уравнение движения материальной точки в произвольной системе

отсчета Эйнштейн записывает в виде

$$\frac{d^2 x_\tau}{ds^2} = \Gamma_{\mu\nu}^\tau \frac{dx_\mu}{ds} \cdot \frac{dx_\nu}{ds},$$

где $\Gamma_{\mu\nu}^\tau = - \left\{ \begin{matrix} \mu \nu \\ \tau \end{matrix} \right\}$ — символ Кристоффеля.

«Если все $\Gamma_{\mu\nu}^\tau$ равны нулю, то точка движется прямолинейно и равномерно; следовательно, эти величины обуславливают отклонение движения от прямолинейного и равномерного. Они являются компонентами гравитационного поля».

Эйнштейн различает «гравитационное поле» и «материю», относя к последней все, кроме гравитационного поля, в частности и электромагнитное поле. В свободном от материи гравитационном поле, по гипотезе Эйнштейна, должен обращаться в нуль тензор $B_{\mu\nu}$. Отсюда получаются уравнения поля

$$\frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^\alpha}{\partial x_\alpha} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \Gamma_{\nu\alpha}^\beta = 0, \quad \sqrt{-g} = 1.$$

«Тот факт, — пишет Эйнштейн, — что эти уравнения, вытекающие из общего принципа относительности чисто математическим путем, в соединении с уравнением движения (в этом месте Эйнштейн ссылается на написанные выше уравнения движения) дают в первом приближении ньютоновский закон тяготения, а во втором приближении — объяснение открытого Лаверье движения перигелия Меркурия (остающегося после внесения поправок на возмущение), должен, по нашему мнению, убедить в физической правильности теории».

Эти уравнения гравитационного поля в отсутствие материи соответствуют уравнению Лапласа в ньютоновской теории тяготения $\Delta\varphi = 0$.

Для того чтобы получить уравнения гравитационного поля в общем виде, которые должны соответствовать уравнению Пуассона $\Delta\varphi = 4\pi k\rho$, где k — постоянная, ρ — плотность масс, Эйнштейн вводит тензор материи и энергии $T_{\sigma\alpha}$ и

псевдотензор энергии импульса t_{σ}^{α} . Он получает систему уравнений

$$\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (g^{\sigma\beta} \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha}) = -\kappa \left[(t_{\mu}^{\sigma} + T_{\mu}^{\sigma}) - \frac{1}{2} \delta_{\mu}^{\sigma} (t + T) \right],$$

где $T_{\alpha}^{\alpha} = t$. Отсюда получается система

$$\frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} + \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\beta} = -\kappa (T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T),$$

$$\sqrt{-g} = 1.$$

Эйнштейн замечает, что «введение тензора энергии материи не может быть обосновано одним только постулатом относительности» и что «самым сильным аргументом в пользу указанных уравнений является то, что из них следуют уравнения сохранения импульса и энергии для компонент полной энергии».

Из уравнений движения в первом приближении получается уравнение движения в теории Ньютона

$$\frac{d^2 x_{\kappa}}{dt^2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial g_{44}}{\partial x_{\kappa}}.$$

Здесь $\frac{g_{44}}{2}$ играет роль гравитационного потенциала. Из уравнений поля тяготения в первом приближении получается уравнение Пуассона

$$\Delta g_{44} = \kappa \rho.$$

При этом гравитационный потенциал

$$\Phi = \frac{1}{2} g_{44} = -\frac{\kappa}{8\pi} \int \frac{\rho d\tau}{r},$$

тогда как теория Ньютона при выборе единицы времени, в которой $c=1$, дает

$$\Phi = -\frac{K}{c^2} \int \frac{\rho d\tau}{r},$$

где K — гравитационная постоянная, равная $6,7 \cdot 10^{-8}$. Отсюда

$$\kappa = \frac{8\pi}{K} = 1,87 \cdot 10^{-8}.$$

Далее Эйнштейн получает отклонение светового луча в гравитационном поле

$$B = \frac{2a}{\Delta} = \frac{\kappa M}{2\pi \Delta}$$

и вращение перигелия эллиптической орбиты планеты, которое за время полного периода равно

$$\varepsilon = 24\pi^3 \frac{a^2}{(1-e^2)T^2c^2}.$$

Здесь a — большая полуось орбиты, T — период обращения планеты в секундах, c — скорость света в см/сек, e — эксцентриситет. Таково основное содержание основополагающей работы Эйнштейна по общей теории относительности.

ОСНОВНЫЕ ИДЕИ ТЕОРИИ ЭЙНШТЕЙНА

Теперь Эйнштейн считал теорию настолько законченной и сформировавшейся, что уже через несколько месяцев после опубликования этой работы изложил основные идеи специальной и общей теории относительности в вышедшей в 1917 г. брошюре «О специальной и общей теории относительности». Предисловие к этой брошюре датировано декабрем 1916 г. Таким образом, она была написана в том же году, в каком вышла его фундаментальная работа по общей теории относительности. Она неразрывно связана с этой работой. «Автор, — пишет Эйнштейн в предисловии к своей брошюре, — приложил много усилий для того, чтобы достигнуть по возможности более ясного и простого изложения основных мыслей в той последовательности и связи, в какой они фактически возникли» (курсив мой. — П. К.). Вот почему нельзя обойти эту брошюру, излагая историю развития идей теории относительности. В ней с особой ясностью изложены идеи теории в том виде, как они сформировались к 1917 г.

Интересно, что первую часть брошюры, посвященную специальной теории относительности, Эйнштейн начинает с геометрии. В параграфе «Физическое содержание геометрических теорем» Эйнштейн со всей определенностью подчеркивает, что «геометрию следует рассматривать как область физики». «Истинность» геометрии доказыва-

ется опытом, в частности истинность евклидовой геометрии доказывается опытом с твердыми телами. Установив такую «истинность» евклидовой геометрии, мы должны быть готовы к тому, что ее «истинность» должна быть ограничена», как это выясняется в общей теории относительности.

Переходя к изложению основных понятий специальной теории относительности, Эйнштейн вводит понятие об инерциальной системе координат, которую он называет «галилеевой».

«Систему координат, состояние движения которой таково, что относительно нее выполняется закон инерции, мы называем «галилеевой системой координат». Законы механики Галилея—Ньютона применимы только для галилеевой системы координат».

Начиная часть, посвященную общей теории относительности, Эйнштейн вновь подчеркивает связь специального принципа относительности с галилеевыми системами отсчета. Он говорит: «По отношению к K (галилеево тело отсчета) законы природы должны выражаться возможно проще. Но, кроме K , все тела отсчета K' , которые движутся относительно K *прямолинейно, равномерно и без вращения*, совершенно эквивалентны K при формировании законов природы; все эти тела отсчета можно рассматривать как *галилеевы*. Справедливости принципа относительности предполагалась только для этих, но не для других (иначе движущихся) тел отсчета. В этом смысле мы говорим о специальном принципе относительности или о специальной теории относительности».

Отсюда — естественный переход к общему принципу относительности, под которым понимается утверждение, «что все тела отсчета K , K' и т. д. эквивалентны в отношении описания природы (формирования общих законов природы), каким бы ни было их состояние движения». Эйнштейн показывает далее роль

принципа эквивалентности в утверждении этого общего принципа относительности.

Но поле тяготения влияет на масштабы и часы, и это делает невозможным описание процессов с помощью метода декартовых координат в любых не галилеевых системах отсчета. Здесь оказывается полезной гауссова идея криволинейных координат. Пространство «арифметизируется», т. е. каждой его точке сопоставляются четыре числа x_1, x_2, x_3, x_4 , «которые не имеют никакого непосредственного физического смысла, но служат лишь для определенной, хотя и для произвольной нумерации точек континуума». Этот гауссов метод применим и к неевклидовому пространству, причем «описание пространственно-временного континуума в гауссовых координатах вполне заменяет описание с помощью тела отсчета». Это описание, как подчеркивает Эйнштейн, «не связано с евклидовым характером описываемого континуума, что также важно для общей теории относительности. Ведь, например, во вращающейся плоскости отношение длины окружности к диаметру не равно π , поскольку масштабы в направлении радиуса неизменны, а в направлении, касательном к окружности, испытывают лоренцево сокращение. Поэтому приведенная выше формулировка общего принципа относительности заменяется другой, более абстрактной: *«Все гауссовы системы координат в принципе эквивалентны для формирования общих законов природы»*.

Чтобы конкретизировать эту абстрактную мысль, Эйнштейн прибегает к наглядным представлениям. Галилеева система отсчета специальной теории относительности может быть представлена твердым телом, по отношению к которому «изолированная» материальная точка находится в состоянии равномерного прямолинейного движения.

«Но в полях тяготения, — говорит Эйнштейн, — не существует твердых тел с евклидовыми свойст-

вами; поэтому понятие твердого тела отсчета неприменимо в общей теории относительности. Гравитационные поля влияют и на ход часов, так что физическое определение времени непосредственно с помощью часов совершенно не обладает той степенью очевидности, какой оно обладает в специальной теории относительности».

Поэтому система отсчета в общей теории относительности представляется деформируемым телом с нерегулярным ходом часов. «Это деформированное тело отсчета, которое не без основания можно назвать «моллюском отсчета», по существу, равноценно любой четырехмерной гауссовой системе координат... Общий принцип относительности требует, чтобы все эти моллюски могли быть использованы в качестве тел отсчета с одинаковым успехом при формировании общих законов природы; эти законы совершенно не должны зависеть от выбора моллюска».

Далее Эйнштейн набрасывает план получения общего закона гравитации. Исходят из галилеевой области, в которой не существует поля тяготения относительно галилеевой системы отсчета K . Эту область относят к любой системе отсчета или «моллюску отсчета» K' . В этой системе появляется гравитационное поле G , которое может быть выведено путем преобразования координат. Следующий шаг заключается в нахождении общего закона гравитационного поля. Это обобщение получается из учета следующих требований:

а) искомое обобщение должно также удовлетворять общему принципу относительности;

б) если в рассматриваемой области имеется материя, то создаваемое ею гравитационное поле определяется только ее инертной массой и, следовательно... только ее энергией;

в) гравитационное поле и материя вместе должны удовлетворять закону сохранения энергии (и импульса).

Эйнштейн указывает, что введенная в соответствии с этой программой теория гравитации «не только отличается своим изяществом, не только устраняет присущие классической механике недостатки... не только интерпретирует эмпирический закон равенства инертной и тяжелой масс», но и приводит к важным новым следствиям. К числу таких следствий относится искривление световых лучей в поле тяготения Солнца, объяснение движения перигелия Меркурия и смещение спектральных линий света больших звезд.

В заключение Эйнштейн останавливается на космологических проблемах. Он указывает, что представление о бесконечном в пространстве и времени мире несовместимо с законом тяготения Ньютона. Такой бесконечный мир обладал бы в среднем постоянной плотностью материи и, следовательно, приводил бы к возрастанию силы тяготения с расстоянием до бесконечно больших значений.

Поэтому теория Ньютона должна приводить к представлению об «островной Вселенной», в которой звездный мир представляет собой «конечный остров в бесконечном океане пространства». Эйнштейн считает это представление неудовлетворительным и указывает, что оно приводит к следствию, что свет, излучаемый звездами, а также отдельные звезды звездной системы должны непременно удаляться в бесконечность, никогда не возвращаясь и не вступая во взаимодействие с другими объектами природы. Такой мир, материя которого сконцентрирована в бесконечном пространстве, должен был бы медленно, но систематически опустошаться. Эйнштейн считает также неудовлетворительной попытку Зеелигера и др. спасти положение путем видоизменения закона Ньютона, указывая, что эти модификации закона тяготения «не имеют ни экспериментального, ни теоретического обоснования».

Эйнштейн останавливается на выдвинутой Риманом и Гельмгольцем концепции конечного и неограниченного пространства, в частности римановского сферического пространства, обладающего постоянной положительной кривизной. Обобщением такого пространства является эллиптическое пространство. Общая теория относительности делает весьма вероятным существование замкнутого неограниченного пространства с отличным от нуля радиусом кривизны.

Космологическим проблемам в свете общей теории относительности Эйнштейн посвятил опубликованную в том же, 1917 г. статью «Вопросы космологии и общая теория относительности». Указав, к каким трудностям приводит ньютоновская теория космоса, Эйнштейн пишет: «Я пришел к убеждению, что уравнения гравитационного поля, которых я до сих пор придерживался, нуждаются еще в некоторой модификации, чтобы на базе общей теории относительности избежать тех принципиальных трудностей, которые... были указаны для теории Ньютона». Эта модификация соответствует в теории Ньютона переходу от уравнения Пуассона вида

$$\Delta\varphi = 4\pi K\rho$$

к уравнению

$$\Delta\varphi - \lambda\varphi = 4\pi K\rho,$$

которому, в свою очередь, соответствует частное решение вида

$$\varphi = -\frac{4\pi K}{\lambda} \varrho_0,$$

где ϱ_0 — постоянная плотность материи. Точно так же в общей теории относительности от уравнений гравитационного поля

$$g_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right),$$

где

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} = & -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu & \alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu & \beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \\ & + \frac{\partial^2 \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\alpha}, \end{aligned}$$

переходят к уравнению вида

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right).$$

Эта постоянная λ оказывается равной

$$\lambda = \frac{\kappa \varrho}{2} = \frac{1}{R^2}.$$

«Итак, — подводит Эйнштейн итог своим вычислениям, — вновь введенная универсальная константа λ определяется, если известна средняя плотность распределения ϱ , сохраняющаяся в состоянии равновесия, радиус R сферического пространства и его объем $2\pi^2 R^3$ ».

Таким образом, решение космической проблемы Эйнштейном приводит к стационарному конечному миру с положительной кривизной. Советский теоретик А. А. Фридман указал на возможность нестационарного решения, которое, как оказалось, соответствует реальным космологическим фактам (расширяющаяся вселенная Хаббла).

Таковы достижения Эйнштейна в области теории тяготения. Ему понадобилось десять лет напряженного труда и поисков, чтобы найти основы общей теории относительности и, тем самым, теории тяготения. Общая теория относительности принадлежит к числу замечательнейших достижений физики XX в. и оказала глубокое влияние на развитие теоретической физики, астрофизики и космологии нашего столетия. Ее создание определило и дальнейший научный путь самого Эйнштейна, путь мучительных поисков единой теории поля, единой физической картины мира, основанной на примате непрерывности. Грандиозная задача, которую поставил перед собой Эйнштейн, охватить математическими уравнениями всю вселенную, не увенчалась, да и не могла увенчаться успехом. Но она восхищает своей дерзновенной смелостью и несокрушимой верой в мощь человеческого разума.

ПОБЕДА КИНЕТИЧЕСКОЙ АТОМИСТИКИ

ВСТУПИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В предыдущих главах мы рассматривали развитие физики поля в начале XX в. Крушение концепции механистического эфира, замена ее концепцией поля как реального физического объекта, описываемого уравнениями релятивистской электродинамики, создание новой теории тяготения Эйнштейна — таковы результаты этого развития.

Мы переходим теперь к изложению истории развития атомистики в начале XX столетия. Здесь также произошел революционный переворот. Идея атома как основного элемента мироздания, восходящая своими истоками к древним атомистам Греции и Рима, претерпела в XX в. радикальное изменение. Атом перестал быть неизменным кирпичиком, каким он мыслился в XIX в., он стал сложным образованием, способным к разрушениям и превращениям, к нему оказалась применимой идея эволюции. Об этом коренном изменении физических представлений об атоме пойдет речь в последующих главах этой книги. В настоящей главе, носящей вводный характер, пойдет речь о победе ато-

мистического учения в том виде, в каком оно перешло в физику XX столетия. Как известно, атомистика возникла в физике в форме кинетической теории вещества, развитие которой в конце XIX в. привело к возникновению важной области теоретической физики — *статистической физики*. История возникновения статистической физики рассматривается во втором томе этой книги, и здесь мы ограничимся только краткой справкой о ее состоянии в начале XX столетия.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА
В НАЧАЛЕ XX СТОЛЕТИЯ

Основы статистической физики были заложены во второй половине XIX столетия Максвеллом, Клаузиусом и Людвигом Больцманом. Именно Больцману, раскрывшему статистический смысл второго начала термодинамики, теоретическая физика обязана, в первую очередь, возникновением статистической механики, за утверждение которой он боролся всю жизнь с сторонниками «феноменологического» описания и «энергетиками». Эта борьба требовала от



Л. Больцман.

Больцмана огромного напряжения духовных сил, и возможно, что это напряжение было одной из причин, надломивших эти силы и приведших Больцмана к роковому решению: 16 сентября 1906 г. он покончил с собой в возрасте 62 лет.

Выступая через несколько месяцев после трагической кончины Больцмана с речью, посвященной его памяти, Лоренц говорил: «Мысль о том, что мог бы еще сделать Больцман с его богатым дарованием для углубления и развития наших воззрений, усугубляет печаль, вызванную его кончиной. Но к нашей печали примешивается чувство благодарности за его достижения, за воодушевление, исходившее от него, за пример преданности идеалу, который он нам оставил»*.

Это воодушевление и преданность идеалу увлекали многих современников и последователей Больцмана, к которым следует отнести и самого Лоренца, опубликовав-

шего начиная с 1881 г. ряд работ по кинетической теории газов и статистике. Лоренц также расширил область применения статистики, приложив ее к теории электронов. Лоренц, Эйнштейн, Гиббс, Планк и целый ряд других исследователей успешно разрабатывали идеи и методы статистической физики, превратив ее в одно из важнейших направлений теоретической физики.

Среди создателей статистической физики, продолжавших дело Максвелла, Клаузиуса и Больцмана, первое место принадлежит американскому физiku Джозая Вилларду Гиббсу, фундаментальный труд которого «Основные принципы статистической физики» вышел в 1902 г., в самом начале нового века.

В предисловии к своей книге Гиббс указывает, что статистические исследования «принадлежат к отрасли механики, обязанной своим происхождением стремлению объяснить законы термодинамики, исходя из механических принципов, и основанной главным образом Клаузиусом, Максвеллом и Больцманом».

Он продолжает, что эти исследования вначале носили более узкий характер и применялись к частицам, а не к системам. «Явное рассмотрение большого числа систем, их распределения с течением времени впервые встречается, вероятно, в статье Больцмана 1871 г., «Zusammenhang zwischen den Sätzen über das Verhalten mehratomiger Gasmoleküle mit Jakobi's Prinzip des letzten Multiplikators»** (1871).

Охарактеризовав кратко историю возникновения статистической механики и отметив роль Больцмана, Гиббс подчеркивает, что статистическая механика, хотя «исторически обязана своим возникновением исследованиям в области термодинамики», тем не менее «в высокой мере заслуживает независимого развития как в силу элегантности и простоты ее принципов, так и потому, что она приводит к новым результатам и проливает новый свет на ста-

* Н. А. Lorentz. Collected papers, vol. IX, p. 390.

** «Связь законов поведения многоатомных молекул газа с принципом последнего множителя Якоби».

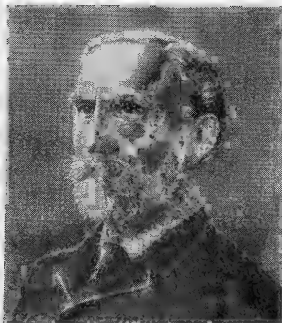
рые истины в областях, совершенно чуждых термодинамике».

Гиббс с глубокой проницательностью подчеркнул широкое значение статистических методов и выделил статистическую механику как самостоятельную часть теоретической физики, имеющую весьма общее значение.

В том же, 1902 г., в котором появилась книга Гиббса, появилась третья печатная работа Эйнштейна, открывшая цикл его работ по статистической физике. Статья называлась «Кинетическая теория теплового равновесия и второго начала термодинамики». Во вступительных строках Эйнштейн подчеркивает, что до сих пор не удалось еще получить вывода законов теплового равновесия и второго начала термодинамики из уравнений механики и теории вероятности и только Максвелл и Больцман «почти достигли этой цели». О работе Гиббса Эйнштейн в то время не знал. За этой работой Эйнштейна последовали его статьи «Теория основ термодинамики» (1903), «К общей молекулярной теории теплоты» (1904), в которых он продолжал развивать идеи статьи 1902 г.

В 1904 г. в связи с шестидесятилетием Больцмана вышел посвященный ему юбилейный сборник. Среди других работ здесь была опубликована статья Лоренца «Замечания к теории вириала» и Планка «Механическое значение температуры и энтропии». В сборнике была опубликована также статья польского физика Мариана Смолуховского «О нерегулярностях в распределении молекул газа», открывшая цикл работ по теории флуктуаций. В 1905 г. появилась работа Эйнштейна по теории броуновского движения.

Этот далеко не полный список работ по статистической физике, вышедших еще при жизни Больцмана, показывает, как быстро и интенсивно развивалось новое направление, о котором Мах и Оствальд говорили, что все эти атомные теории скоро будут пылиться на полках биб-



В. Гиббс.

лиотек. Факел, зажженный Больцманом, с каждым новым годом XX столетия разгорался ярче и ярче.

Среди продолжателей дела Больцмана видное место занимает его ученик Павел Сигизмундович Эренфест. В 1904 г. он окончил Венский университет, выполнив у Больцмана дипломную работу. В этом же году он женился на русской девушке Татьяне Алексеевне Афанасьевой и вместе с ней уехал в Петербург. В России полностью проявило себя блестящее дарование Эренфеста. Особенно успешно занимался он статистической физикой. Итогом этих занятий явился ряд статей и большая обзорная работа, написанная им в сотрудничестве с Т. А. Афанасьевой-Эренфест, опубликованная в известной «Энциклопедии математических наук», вышедшей на немецком языке.

Авторы предпосылают статье обширный список литературы, позволяющий восстановить историю статистической физики и кинетической теории газов начиная с первых работ Крёнига (1856), Клаузиуса (1857), Максвелла (1860). В этом списке не хватает, однако, Лукреция, Ломоносова, Д. Бернулли, Джоуля и других родоначальников

кинетической теории. Более полный список литературы приведен в опубликованной в той же Энциклопедии (V, разд. 8) статье Больцмана и Набла «Кинетическая теория материи», появившейся уже после смерти Больцмана, в 1907 г.

В списке литературы, приложенной к статье Эренфеста, значатся труды Больцмана, вышедшие в 1904 г. в трех томах под редакцией Ф. Газенорля, также два тома его «Лекций по теории газов» (1896—1898). Приведена и книга Гиббса с указанием на ее немецкий перевод Е. Цермело, вышедший в 1905 г. Указаны три английские монографии по кинетической теории газов: Уатсона (1876; изд. 2, 1893), Барбары (1899) и Джинса (1904). Монография Джинса «Динамическая теория газов» получила широкую популярность. Второе ее издание вышло в 1916 г., третье — в 1921 г. В России первая монография «Кинетическая теория газов», принадлежавшая Б. В. Станкевичу, вышла в «Ученых записках Московского университета» в 1885 г. В 1908 г. вышел краткий курс лекций по теории газов А. И. Бачинского, и, наконец, в 1923 г. вышло первое издание лекций А. К. Тимирязева «Кинетическая теория материи», которые автор читал в университете Шанявского в 1915 г.

Как видим из этой справки, кинетическая атомистика не только прочно утвердилась в науке, но и вошла как одна из основных дисциплин в высшую школу. Победа кинетической атомистики в теоретической физике в первое десятилетие нового века определилась окончательно. Особенно существенно, что статистические методы доказали свою плодотворность в самых различных областях физики. Это обстоятельство было специально отмечено в статье П. и Т. Эренфест, которые писали: «В последние годы идеи Больцмана (Н-теорема, распределение Максвелла—Больцмана,

равновесие живых сил, связь энтропии и вероятности и т. д.) внезапно получили широкое распространение...»

Они указывали, в частности, на работы Лоренца по электронной теории металла, на броуновское движение, на теорию излучения, на работы по электронной эмиссии Ричардсона, на работы Ланжевена по ионизации газов и теории магнитной проницаемости, работы Швейдлера, Резерфорда и Гейгера по радиоактивности и т. д. В заключительном параграфе они добавили к этому списку целый ряд новых областей, в частности:

а) Диффузное рассеяние света молекулами, со ссылкой на работы Л. Мандельштама (1907), Планка (1907), Лоренца (1910), Эйнштейна (1911) и др.

б) Магнитное и электрическое двойное преломление в жидкостях (работы Коттон—Мутона, Ланжевена и др.).

в) Гипотеза о пространственно-дискретной структуре поля излучения (Эйнштейн, 1905, 1906, 1909; И. Штарк, 1909; А. Иоффе, 1911; Э. Швейдлер, 1910, и др.).

г) Рассеяние α -частиц при прохождении через материю (Гейгер, 1908, 1909).

д) Термомеханическое поведение весьма разреженных газов (М. Кнудсен, 1909, 1910, 1911; М. Смолуховский, 1910, 1911; П. Дебай, 1910. Позднее появилась работа А. К. Тимирязева, 1913, 1915). Приведя этот список, П. и Т. Эренфест пишут: «Применение статистических методов к непрерывно расширяющемуся кругу физических явлений придает «статистическому эксперименту» растущее методическое значение для всего физического исследования».

В последующем мы будем говорить о работах, упомянутых в статье Эренфестов. В этой главе мы остановимся на исследовании броуновского движения.

БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ

В 1827 г. английский ботаник Броун открыл, что цветочная пыльца распадается в воде на мельчайшие частицы, находящиеся в непрерывном беспорядочном движении. Сначала он считал это явление присутствием «первичным молекулам» живой материи, но потом обнаружил такое же движение «первичных молекул» и неорганических веществ. Открытие Броуна не сразу привлекло внимание исследователей и не сразу была понята его природа. Так, Реньо (1858) считал, что оно обусловлено неравномерным нагреванием раствора падающим светом, Джеванс полагал, что оно обусловлено электрическими силами. Но уже в 1863 г. Винер сделал заключение, что это движение «не может иметь причин ни в самих частичных, ни во внешних воздействиях на жидкость, а должно быть отнесено на счет внутренних движений, характерных для жидкого состояния». Последующие исследования, в особенности исследования Л. Гуи (1888), показали удивительное постоянство броуновского движения. Оно не меняет характера ни днем, ни ночью, ни в городе, ни в деревне и может длиться беспредельно. «Оно вечно и самопроизвольно» — так резюмирует Ж. Перрен итог многих исследований над броуновским движением. Все это укрепляло мысль, что броуновское движение представляет собой результат вечного теплового молекулярного движения среды, в которой взвешены броуновские частицы. Заслуга утверждения этой идеи в физике принадлежит Эйнштейну.

Научный путь Эйнштейна начался работами по молекулярной и статистической физике. В 1901 г. он опубликовал свою первую печатную работу «Следствия из явлений капиллярности». В следующем, 1902 г. была опубликована статья, носившая длинное название «О термодинамической теории разности потен-

циалов между металлами и полностью диссоциированными растворами их солей и об электрическом методе исследования молекулярных сил». В том же году Эйнштейн печатает статью «Кинетическая теория теплового равновесия и второго начала термодинамики». В следующем, 1903 г. он печатает работу «Теория основ термодинамики», и дополнение к этой работе под заглавием «К общей молекулярной теории теплоты» появляется в 1904 г., в том же году, в каком появилась упомянутая выше статья Смолуховского о флюктуациях. Вспоминая свой научный путь, семидесятилетний Эйнштейн писал об этих своих работах: «Не будучи знакомым с появившимися ранее исследованиями Больцмана и Гиббса, которые, по существу, исчерпывают вопрос, я развил статистическую механику и основанную на ней молекулярно-кинетическую теорию термодинамики. При этом главной моей целью было найти такие факты, которые возможно надежнее устранили бы существование атомов определенной конечной величины».

Есть что-то символическое в том обстоятельстве, что Эйнштейн, прежде чем подойти к теории броуновского движения, созданием которой он достиг намеченной им главной цели, самостоятельно и совершенно оригинально прошел путь, пройденный до начала XX в. Больцманом и Гиббсом. Этот путь привел его к доказательству существования броуновского движения, о наличии которого Эйнштейн до этого и не подозревал. Он продолжает свои заметки признанием в своем неведении: «Не зная, что наблюдения над «броуновским движением» давно известны, я открыл, что атомистическая теория приводит к существованию доступного наблюдению движения взвешенных микроскопических частиц».

Итак, броуновское движение было открыто дважды: в 1827 г. непосредственным наблюдением Броу-

ном и в 1905 г. «на кончике пера» Эйнштейном. Сначала оно было открыто в известной степени случайно и природа его не была понята ни открывателем, ни последующими исследователями; затем, через 78 лет, оно было описано теоретически в результате углубленных занятий статистической и молекулярной физикой молодого служащего швейцарского бюро патентов.

30 апреля 1905 г. в Цюрихский университет была представлена докторская диссертация Альберта Эйнштейна «Новое определение размеров молекул», напечатанная в Берне. В 1906 г. она была перепечатана с исправлениями и дополнениями в 19-номере «Annalen der Physik». Эта работа была первой из цикла работ Эйнштейна по броуновскому движению, хотя в ней это движение даже не упоминается. Она была посвящена главной задаче, поставленной перед собой Эйнштейном: найти факты, «которые, возможно, надежнее устанавливали бы существование атомов определенной конечной величины». Эйнштейн ищет новый метод, с помощью которого можно было бы определять величину атомов. Все известные до этого методы базировались на кинетической теории газов. Эйнштейн показывает, что «величина молекул растворенного вещества в слабом недиссоциированном растворе может быть определена по внутреннему трению раствора и чистого растворителя и по диффузии растворенного вещества в растворителе, если объем молекулы растворенного вещества велик по сравнению с объемом молекулы растворителя». «Такого рода растворенная молекула, — добавляет Эйнштейн, — по своей подвижности в растворе и по влиянию на внутреннее трение последнего ведет себя подобно твердому телу, взвешенному в растворителе». Но именно так и ведут себя броуновские частицы и совершенно ясно, что Эйнштейн занимается по существу броуновским движением, не называя последнего.

Эйнштейн рассматривает задачу влияния взвешенного в жидкости очень малого шара на ее движение как чисто гидродинамическую задачу. Он показывает, что присутствие в жидкости многих беспорядочно распределенных малых шаров увеличивает ее коэффициент внутреннего трения на величину, пропорциональную отношению общего объема взвешенных шаров ко всему объему жидкости

$$k^* = k \left(1 + 2,5n \frac{4}{3} \pi P^3 \right),$$

где k — коэффициент внутреннего трения жидкости, k^* — коэффициент внутреннего трения той же жидкости при наличии взвешенных шаров, n — число шаров (молекул), P — эффективный гидродинамический радиус шара.

Далее, рассматривая диффузию растворенного недиссоциированного вещества в растворе, Эйнштейн находит соотношение

$$D = \frac{RT}{6\pi k} \cdot \frac{1}{NP},$$

где R — газовая постоянная, T — абсолютная температура, N — число молекул в грамм-молекуле, P — эффективный гидродинамический радиус молекулы (частицы). Измеряя коэффициент внутреннего трения чистой жидкости и раствора, можно найти отношение

$$\frac{k^*}{k} = 1 + 2,5n \frac{4}{3} \pi P^3.$$

Но

$$\frac{n}{N} = \frac{q}{m},$$

где q — масса растворенного вещества в единице объема, m — его молекулярный вес. Таким образом,

$$NP^3 = \frac{3}{10\pi} \frac{m}{q} \left(\frac{k^*}{k} - 1 \right).$$

С другой стороны,

$$NP = \frac{RT}{6\pi k} \cdot \frac{1}{D}.$$

«Эти два уравнения, — пишет Эйнштейн, — дают нам возможность вычислить отдельно величины P и N , из которых N не должна зависеть ни от природы растворенного вещества и растворителя, ни от температуры, если только наша теория соответствует действительности.

Эта диссертация, как уже говорилось, была перепечатана в 19-м томе «Annalen der Physik» с поправками и дополнением.

В журнальном тексте есть ссылка на статью 1905 г., опубликованную в том же знаменитом 17-м томе журнала, где были опубликованы работы по теории относительности и теории квант. Статья эта носит название «О движении взвешенных в покоящейся жидкости частиц, требуемом молекулярно-кинетической теорией теплоты». Таким образом, если в диссертации шла речь о методе определения размеров молекул и рассматривалось влияние взвешенных частиц на движение жидкости, то теперь речь идет уже о *движении* самих частиц в покоящейся жидкости. Эйнштейн в самом начале статьи пишет: «В этой работе будет показано, что согласно молекулярно-кинетической теории теплоты взвешенные в жидкости тела микроскопических размеров вследствие молекулярного теплового движения должны совершать движения такой величины, что легко могут быть обнаружены под микроскопом. Возможно, — добавляет Эйнштейн, — что рассматриваемые движения тождественны с так называемым броуновским молекулярным движением; однако доступные мне данные относительно последнего настолько неточны, что я не мог составить об этом определенного мнения».

В работе 1906 г. «К теории броуновского движения» Эйнштейн сообщает, что вскоре после появления этой работы 1905 г. Зидентопф из Вены сообщил ему, что он и другие физики пришли к выводу, что «так называемое броуновское движение

вызывается беспорядочным тепловым движением молекул жидкости», как об этом думал еще Гуи в 1888 г. Однако Эйнштейн не ограничился качественной картиной движения, а подверг его количественному рассмотрению. Важнейшим его результатом был вывод, что средний квадрат смещения частицы за промежуток времени t пропорционален этому времени

$$\overline{x^2} = 2D \cdot t.$$

Как было показано им еще в диссертации и снова выведено в этой статье, коэффициент диффузии D равен

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{6\pi kP},$$

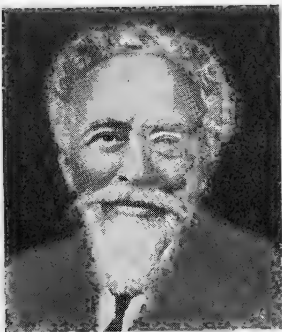
где k — коэффициент внутреннего трения, N — число Авогадро, R — газовая постоянная. Эйнштейн ясно видел, что его формула дает новый метод определения числа молекул и, следовательно, определения размеров атомов. «Если бы, — воскликнул Эйнштейн в конце своей статьи, — какому-либо исследователю удалось вскоре разрешить поднятые здесь важные для теории теплоты вопросы!»

В следующей работе — «К теории броуновского движения» (1906) — Эйнштейн обобщил и рассмотрел свой метод, распространив его не только на поступательное, но и на вращательное движение частиц. Для вращательного движения Эйнштейн нашел для среднего квадратичного поворота шарообразной частицы $\sqrt{\Delta r^2}$ формулу

$$\Delta r^2 = \sqrt{t} \sqrt{\frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{4\pi kP^3}}.$$

«Следовательно, — пишет Эйнштейн, — вращательное движение, вызываемое молекулярным движением, уменьшается с возрастанием P гораздо быстрее, чем поступательное».

В том же, 1906 г. появилась статья М. Смолуховского «К кинетической теории броуновского мо-



Ж. Перрен.

лекулярного движения и суспензии», в которой он указывает, что полученные результаты «вполне согласуются с теми, которые я получил несколько лет тому назад и которые я считал с тех пор веским аргументом в пользу кинетической теории этого явления». Смолуховский указывает, что он хотел экспериментально проверить свои выводы, но это ему не удалось. Работы Эйнштейна заставили его опубликовать свои теоретические соображения. Свой метод Смолуховский считает более простым и потому более убедительным, чем метод Эйнштейна. Смолуховский получает ту же формулу для среднего квадрата смещения частицы, что и Эйнштейн, но с другим коэффициентом. Как и Эйнштейн, Смолуховский приходит к выводу, что «частицы, взвешенные в жидкой или газообразной среде, держат себя так, как если бы они были самостоятельными молекулами с нормальной кинетической энергией, но соответственно с гораздо меньшей длиной свободного пути». Работы Эйнштейна и Смолуховского настоятельно требовали экспериментальной проверки. Такой эксперимент позволил бы заглянуть

внутрь молекулярного мира и определить недоступные прямому определению молекулярные величины. Отсюда видно огромное принципиальное значение таких опытов. Заслугой французского физика Жана Перрена и является постановка этих важных экспериментов. Они были начаты в 1908 г. и продолжались в течение ряда лет. Результаты их были изложены в ряде статей и в книге Перрена «Атомы», получившей широкую популярность, неоднократно переиздававшейся и переведившейся на иностранные языки, в том числе и на русский. На русском языке появился также доклад Перрена «Броуновское движение и молекулы», сделанный им во Французском физическом обществе 15 апреля 1909 г.

Перрен, прежде всего, хочет доказать, что к броуновским частицам применимы основные положения кинетической теории газов: закон равномерного распределения энергии по степеням свободы, распределение Больцмана. Непосредственное измерение скорости движения броуновской частицы приводит к неверному выводу, что кинетическая энергия частицы составляет примерно сотысячную долю средней кинетической энергии молекул. Перрен указывает, что такое непосредственное определение скорости частицы неправильно, ни кажущаяся траектория частицы, ни ее кажущаяся скорость не имеют ничего общего с действительным движением частицы. «Кажущаяся средняя скорость зернышка в течение данного промежутка времени «прямо безумно» варьирует и по величине и по направлению и при этом несколько не обнаруживает стремления к какому-либо определенному пределу». Кинематографические снимки движения, сделанные Виктором Анри, показывают, что траектория движения не имеет касательной. «Таким образом, в этом явлении мы встречаемся с одним из тех случаев, когда нельзя не подумать о функциях, не имеющих производной, — функциях, ко-

торые не нужно было бы рассматривать, как простые математические курьезы, ибо природа подсказывает их так же, как и функции, имеющие производную».

Поэтому для изучения явления надлежит прибегнуть к статистическим методам. Перрен, изготовив однородную эмульсию с одинаковыми зернышками, рассматривал распределение частиц по высоте. Он определил сначала плотность частиц. Для зерен гуммигута при 20°C такая плотность оказалась 0,207, для мастики — 0,063. Затем он определял радиус частиц, наблюдая скорость падения и применяя закон Стокса. Для проверки он считал непосредственно зерна и измерял длину цепочки из таких зерен. Он нашел, что радиусы частиц колебались от $0,52\text{ }\mu$ до $0,14\text{ }\mu$. Затем он наблюдал в микроскоп распределение частиц по высоте. Так, для зерен гуммигута радиусом $0,212\text{ }\mu$ он делал подсчеты в четырех слоях, отстоящих по вертикали один от другого на расстояниях

5 μ , 35 μ , 65 μ , 95 μ .

Наблюденные 13 000 зернышек распределились по этим высотам так, что их соответствующие концентрации относились, как числа

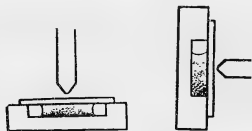
100, 47, 22, 6, 12,

которые практически совпадают с числами

100, 46, 23, 11, 1,

полученными по показательному закону. «Итак, — заключает Перрен, — распределение зерен имеет именно такую же форму, как и распределение весомого газа в состоянии равновесия».

Тщательные опыты подобного рода привели Перрена к важному выводу: «Законы идеальных газов, распространенные уже вант Гоффом на разведенные растворы, распространяются, стало быть, и на однородные эмульсии, и молекулярную теорию броуновского движения можно

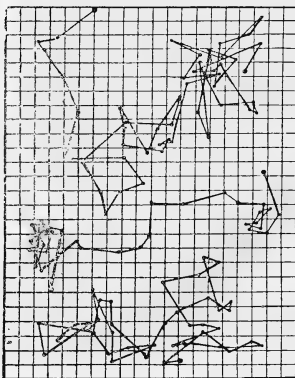


Метод наблюдения распределения частиц по высоте.



Распределение частиц по высоте

Рисунок Перрена «траектории» броуновских частиц.



считать надежно обоснованной; вместе с тем становится крайне трудно отрицать объективную реальность молекул».

Произведя «особенно тщательные измерения» с зернами радиуса $0,22 \mu$, Перрен получил из барометрического закона число Авогадро. Значение, данное Перреном,

$$N = 70,5 \cdot 10^{22}.$$

Отсюда он находит постоянную молекулярной энергии

$$\alpha = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N} = 1,77 \cdot 10^{-16}.$$

Разделив число Фарадея на число Авогадро, Перрен находит заряд электрона

$$e = 4,1 \cdot 10^{-10}.$$

Перрен вычислил далее диаметры молекул и их массы. Так, для массы молекулы кислорода он нашел значение $45,4 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, а для массы атома водорода — величину $1,43 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

Перрен проверил и закон Эйнштейна. Он показал его справедливость как для поступательного, так и вращательного движения. Рисунок Перрена зигзагообразных движений трех броуновских частиц вошел в учебники. В заключение своего доклада Перрен дает сводку полученных до 1908 г. измерений молекулярных величин. «Данные этой таблицы, — пишет Перрен, — образуют в своем целом самое прочное основание для того, что могло бы быть названо принципом молекулярной реальности» (см. таблицу).

Вслед за наблюдением броуновского движения в жидкостях начался и наблюдения в газах. Смолуховский в упомянутой выше работе вычислил среднее смещение броуновской частицы с радиусом $a = 10^{-4} \text{ см}$ в воздухе. Принимая для числа молекул в 1 см^3 значение $4 \cdot 10^{19}$, он нашел для $\Delta = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Смолуховский указал на наблюдения Бодашевского (1881—1882) броуновского движения частиц ды-

Таблица

Исследованные явления, принимая во внимание:		Постоянная
Вязкость газов	плотность жидкости	$45 \cdot 10^{22}$
	диэлектрическую способность газов	$200 \cdot 10^{22}$
Броуновское движение	закон Ван дер Ваальса	$60 \cdot 10^{22}$
	Распределение зерен	$70,5 \cdot 10^{22}$
Диффузия растворенных тел	Поступательное движение	$71,5 \cdot 10^{22}$
	Вращательное движение	$65 \cdot 10^{22}$
Подвижность ионов в воде	Капельки на ионах	$65 \cdot 10^{22}$
	Ионы на пылинках	$100 \cdot 10^{22}$
Заряды ионов	Заряд каждой частицы	$90 \cdot 10^{22}$
	Продолжительность существования радия	$75 \cdot 10^{22}$
α -лучи	Гелий, выделенный из радия	$65 \cdot 10^{22}$
		$62 \cdot 10^{22}$
		$70,5 \cdot 10^{22}$
		$71 \cdot 10^{22}$

ма. В 1907 г. броуновское движение в газе без количественного анализа наблюдал Эренгафт.

В 1908 г. М. де Бройль наблюдал движение частиц металлической пыли, распыляемой при горении электрической дуги. Пропуская эти частицы между пластинами вертикального конденсатора, де Бройль обнаружил, что часть этих частиц заряжена положительно, часть — отрицательно. В 1909 г. де Бройль произвел количественные наблюдения движения капелек воды, конденсированных на частицах дыма. Де Бройль наблюдал движение этих капелек в горизонтальном электрическом поле (вертикальный конденсатор). Скорость движения определялась из уравнения

$$Fe = kv,$$

где F — напряженность поля, k — коэффициент трения. Далее опреде-

лялось Δx^2 , и из уравнения Эйнштейна

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{2RT}{Nk} \tau$$

определялось k . Тогда, подставив N из данных Перрена, Де Бройль определял e . Наименьшее значение, полученное им, было $e = 4,5 \cdot 10^{-10}$.

В 1910 г. Милликен со своими сотрудниками предпринял исследование броуновского движения в газах. Результаты этого исследования были им опубликованы в 1911 г. и более подробно Флетчером в том же году. Милликен комбинировал найденный им закон падения капли в электрическом поле с уравнением Эйнштейна, откуда получал значение Ne независимо от размера частиц и сопротивления среды. Милликен и Флетчер нашли, что $Ne = 2,88 \cdot 10^{14}$ электростатических единиц, тогда как из электролиза следует, что $Ne = 2,896 \cdot 10^{14}$. «Эта работа, — заключает Милликен, — доказывает справедливость уравнения Эйнштейна с гораздо большей точностью, чем было достигнуто в прежних работах по Броуновскому движению, и с минимумом допущений».

Таким образом, теория броуновского движения дала возможность экспериментального подтверждения основ молекулярной физики. Но она также доказала справедливость основной идеи статистической теории: сочетания регулярных законов механики с принципами теории вероятностей, что дало возможность статистической интерпретации второго начала. Второе начало оказалось статистическим законом, и броуновское движение продемонстрировало возможность статистических отклонений от равновесного состояния. В своем докладе 1913 г. в Геттингене (о геттингенских докладах нам неоднократно придется говорить в дальнейшем) М. Смолуховский говорил по этому поводу: «Если второе начало в одной из своих форм, как например «теплота не может сама собою переходить от более хо-

лодного тела к более нагретому», или «круговой процесс, при котором совершалась бы работа за счет теплоты тела более низкой температуры невозможен», или «энтропия замкнутой системы с течением времени может только возрастать» верно, то здесь несомненно противоречие с атомистически-кинетической теорией, требующей принципиальной обратимости всех процессов. Больцман, как известно, пытался все же доказать, что по кинетической теории процессы должны были бы вообще протекать в согласии с термодинамикой и что ожидаемые теоретические исключения из этого благодаря своей ничтожной вероятности были бы вообще незаметны; с другой же стороны, феноменологи отвергают абсолютную правильность кинетической теории. В настоящее время уже доказано, что в действительности существует целый ряд микроявлений, экспериментально легко наблюдаемых (как, например, броуновское молекулярное движение, явления опалесценции в эмульсиях), основанных как раз на том, что истинное состояние заметно отклоняется от термодинамики ожидаемого «нормального равновесия». Таким образом, абсолютное значение законов термодинамики опровергается опытом и точка зрения догматической термодинамики становится неосновательной. Насколько все-таки эту последнюю следует считать приближенно справедливой, можно судить в настоящее время лишь с точки зрения статистической механики Максвелла—Больцмана—Гиббса, получившей в вышеназванных явлениях осязаемое подтверждение, а частично и дальнейшее развитие».

Успехи атомистики были неразрывно связаны с успехами и развитием статистического метода. Но классическая статистика Больцмана—Гиббса испытала судьбу всех классических теорий: в явлениях излучения она получила, с одной стороны, новое поле применения и, с другой стороны, натолкнулась на непреодолимые противоречия. В

дальнейшем нам придется говорить об этом более подробно. Тем не менее одним из наиболее значительных результатов развития физики в первом десятилетии XX в. является победа классической статистики Больцмана—Гиббса и атомной теории вообще. Отмечая этот факт на съезде естествоиспытателей в Кенигсберге в 1910 г., М. Планк говорил: «Даже в границах самой термодинамики, в области состояний равновесия и стационарных состояний, кинетическая теория пролила свет на ряд вопросов, которые долж-

ны были оставаться неясными для чистой термодинамики... Объяснив так называемое броуновское молекулярное движение, она дала непосредственное и, так сказать, осязаемое доказательство своей обоснованности и необходимости и, таким образом, одержала одну из величайших своих побед. Подводя итоги, можно сказать: в области учения о теплоте, химии и теории электронов кинетическая атомистика является уже не рабочей гипотезой, а прочно и надолго обоснованной теорией».

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОАКТИВНОСТЬ

ИССЛЕДОВАНИЯ Д. Д. ТОМСОНА

Возникновение теории относительности исторически было связано с развитием электронной теории, но в дальнейшем теория относительности выросла в общую теорию пространства и времени, а электронная теория продолжала свое самостоятельное развитие. Ее ближайшей задачей было истолкование электрических и магнитных свойств вещества, которые в теории Максвелла описывались чисто формально с помощью эмпирических коэффициентов электропроводности, диэлектрической и магнитной проницаемости. Вместе с тем открытие рентгеновских лучей и радиоактивности необычайно повысило интерес к физике газового разряда и прежде всего к процессам ионизации. В этой области родилась новая экспериментальная техника, сыгравшая существенную роль в становлении электронной и атомной физики. Мы остановимся подробнее на этом важном моменте истории физики 1901—1917 гг.

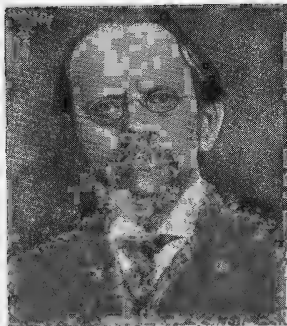
В самом начале XX столетия, в 1903 г., вышло первое издание книги Д. Д. Томсона «Прохождение

электричества через газы». «Я пытался в этом труде, — писал Томсон в предисловии к книге, — развить тот взгляд, что прохождение электричества через газы обусловлено наличием в газах малых частиц, заряженных электричеством, носящих название ионы, которые под влиянием электрических сил движутся от одной части газа к другой».

Далее Томсон пишет: «Изучение электрических свойств газов, по-видимому, представляет наиболее обещающее поле для исследования природы электричества и строения материи. . .»

И в этом он не ошибся. Дискретная структура электричества и электрическая природа материи получили полное обоснование в физике газового разряда. Кроме того, исследования подобного рода имели важные технические последствия: из них выросла электроника.

К моменту выхода книги Томсона было твердо установлено (и прежде всего исследованиями в Кавендишской лаборатории под руководством Томсона), что газ делается проводящим в результате процесса



Д. Д. Томсон.

поглощаемого водой ультрафиолетового света».

Таким образом, основные ионизирующие агенты были уже хорошо известны. Задача состояла в том, чтобы изучить механизм ионизации, законы электрического разряда в газах, а также свойства ионов (подвижность, заряд, масса, диффузия).

Д. Д. Томсон, Э. Швейдлер и Д. Таунсенд получили кривые зависимости тока от разности потенциалов между электродами и показали, что ток в газе, подверженном действию ионизатора, будет удовлетворять закону Ома только при малых напряжениях; в дальнейшем рост тока замедляется и, наконец, при определенной разности потенциалов достигает постоянной величины. Швейдлер и Таунсенд открыли резкое увеличение тока, когда напряжение возрастает настолько, что поле ионизирует газ (на самом деле ионизацию производят ионы, ускоренные полем до больших скоростей). Ток измерялся в этих опытах с помощью квадрантного электрометра. Таунсенд определял коэффициент рекомбинации и коэффициент диффузии ионов (1900). Резерфорд и Зелени разработали метод измерения подвижности ионов, ко-

ионизации. «Газ приводится в проводящее состояние, когда через него проходят лучи Рентгена, Ленарда или катодные лучи, тот же самый эффект производится лучами от урана, тория или радиоактивных веществ, полония, радия, актиния, полученными из смоляной смеси соответственно Кюри, Кюном и Бёмоном и Дебьерном, а также, как показал недавно Ленард, посредством легко

Д. Д. Томсон среди докторантов Кавендишской лаборатории



торый Зелени усовершенствовал в 1900 г. таким образом, что можно было определить подвижность как положительных, так и отрицательных ионов в отдельности.

Несколько раньше Зелени, в 1898 г., Резерфорд предложил для измерения подвижностей ионов так называемый «метод переменного поля».

Чатток в 1899—1901 гг. разработал метод измерения подвижностей с помощью разряда с острия. Метод Чаттока получил название «метод электрического ветра». Заметим, что этот метод в более современной форме разработан Ратнером в Ленинграде под руководством А. Ф. Иоффе.

Конечно, методы измерения подвижности ионов развивались и совершенствовались, но начало этим важным измерениям было положено в лаборатории Кавендиша в конце XIX — начале XX в.

Д. Д. Томсон и его ученики внесли существенный вклад и в измерения таких важных характеристик ионов, как удельный заряд и заряд. В своей книге он дает обзор методов измерения e/m для электронов и приводит таблицу значений e/m (стр. 114).

Эти измерения имели не только очень важное значение, что в результате их была открыта новая частица — электрон. Значение их в истории физики определяется еще и тем, что здесь было положено начало методам получения электронных пучков и управления этими пучками с помощью магнитных и электрических полей. Не случайно, что в это же время был изобретен родоначальник современного электронного осциллографа — трубка Брауна.

В лаборатории Кавендиша начались и первые определения заряда иона. Начало было положено работами Томсона 1898 г., в которых Томсон использовал наблюдение, сделанное в 1897 г. Ч. Т. Р. Вильсоном, что ионы являются центрами конденсации водяных паров. Наблюдая движение облака водяных



Здание
Кавендишской лаборатории.

Кривая Таунсенда.

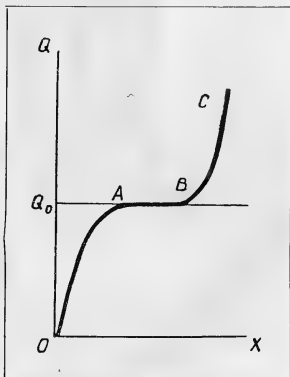
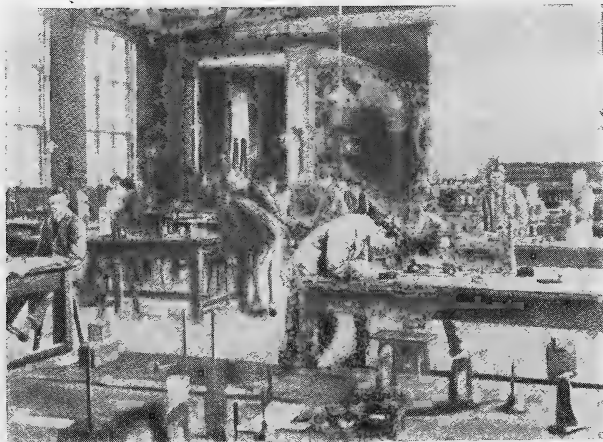


Таблица значений $\frac{e}{m}$

Источник ионов	Наблюдатель	Дата	Метод определения $\frac{e}{m}$	Значение $\frac{e}{m}$
Катодные лучи	Д. Д. Томсон	1897	Магнитное и электростатическое отклонение	$7,7 \cdot 10^6$
»	Д. Д. Томсон	1897	Магнитное отклонение и тепловой эффект	$1,17 \cdot 10^7$
»	Кауфман	1897	Магнитное отклонение и разность потенциалов	$1,86 \cdot 10^7$
»	Симон	1899	Магнитное отклонение и разность потенциалов	$1,865 \cdot 10^7$
»	Вихерт	1899	Магнитное отклонение и скорость ионов	$1,01 \cdot 10^7$ — $1,55 \cdot 10^7$
Лучи Ленарда (катодные лучи, выпущенные через тонкое алюминиевое окошко)	Ленард	1899	Магнитное и электростатическое отклонение	$6,39 \cdot 10^6$
	Ленард	1899	Магнитное отклонение и запаздывание в электрическом поле	$6,8 \cdot 10^6$
Ультрафиолетовый свет	Д. Д. Томсон	1899	Задерживание разряда магнитным полем	$7,6 \cdot 10^6$
	Ленард	1900	Магнитное отклонение и разность потенциалов	$1,15 \cdot 10^7$
Раскаленные металлы	Д. Д. Томсон	1899	Задерживание разряда магнитным полем	$8,7 \cdot 10^6$
Радий	Беккерель	1900	Магнитное и электростатическое отклонение	Приблизит. 10^7

Учебная лаборатория Кавендиша.





Электрометры лаборатории Кавендиша.

паров в электрическом поле, Томсон получил для заряда иона значение $e = (6,5 - 6,7) \cdot 10^{-10}$ абс. эл. ст. ед.

В 1901—1902 гг. Томсон повторил опыты, усовершенствовав установку. Здесь он получил значение

$$e = 3,4 \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл. ст. ед.}$$

В 1903 г. опыты по определению e предпринял Г. А. Вильсон. Приведем краткое описание его метода, сделанное Д. Д. Томсоном в дополнении к шестой главе своей книги.

«Г. А. Вильсон определил (Phil. Mag. [6], V, p. 429, 1903) заряд иона следующим образом: он получал облако ионизированного газа, используя расширение, которое производило конденсацию на отрицательных, а не на положительных ионах, таким образом, все капли наэлектризованы отрицательно; он затем наблюдал скорость падения этих капель в электрическом поле, причем электрическая сила была направлена вертикально; если X есть значение этой силы, действующей так, что она производит движение капли вверх, e — заряд капли, и a — ее радиус, сила, действующая на каплю, есть $\frac{4}{3}\pi a^3 - Xe$; следовательно, по правилу Стокса, ско-

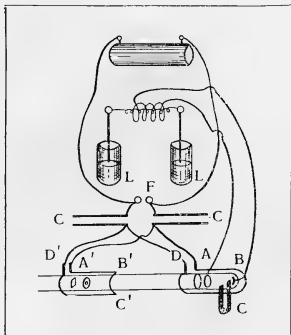
рость v , с которой падает капля, дается уравнением

$$v = \frac{2}{9} \left(g - \frac{3Xe}{4\pi a^3} \right) \frac{a^2}{\mu}.$$

Таким образом, измеряя v для разных значений X , мы можем получить a и e ; этим методом Вильсон нашел $e = 3,1 \cdot 10^{-10}$ (CGS электростатических единиц)».

Именно этот метод в его развитии и привел к точным определениям элементарного электрического заряда.

Итак, лаборатория Кавендиша в Кембридже, руководимая Д. Д. Томсоном, внесла фундаментальный вклад в развитие электронной и атомной физики. Эти разделы физической науки обязаны ей открытием электрона, важнейшими исследованиями газового разряда, природой электронов, процессов ионизации. Здесь начал свою плодотворную научную деятельность «отец ядерной физики» Эрнст Резерфорд, О. Ричардсон, Ч. Баркла, а также У. Г. Брэгг, Ч. Т. Р. Вильсон и другие известные физики. В приведенном нами списке все ученые удостоены Нобелевской премии. Нобелевской премии удостоены и руководители лаборатории Рэлей и



Опыт Вихерта.

Д. Д. Томсон. В лаборатории работали и иностранные ученые. Питомцем Кембриджа был П. Ланжевэн и ряд других известных ученых. В Кембридже работали и русские ученые: В. А. Бородавский, Г. А. Бродский, И. Д. Папалекси. Два года провел там и знаменитый польский физик-теоретик Мариан Смолуховский. В Кембридже начал свою научную деятельность основатель атомной теории И. Бор. Таким образом, Кембридж оказал существенное влияние на развитие физической науки XX в.

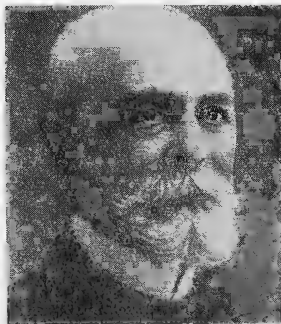
Самой собой разумеется, что в разбираемой нами выше книге Д. Д. Томсона речь идет не только о работах, сделанных в лаборатории Кавендиша. Там описаны и работы других физиков, принявших участие в разработке явлений проводимости в газах и электроники. В частности, Д. Д. Томсон описывает очень важные работы Э. Вихерта по определению удельного заряда электрона и опыты Ф. Ленарда по фотоэффекту. «В январе 1897 г., — начинает Томсон описание опытов Вихерта, — Вихерт опубликовал определение значений, между которыми должно лежать отношение e/m ». Ви-

херт наблюдал отклонение катодного пучка в магнитном поле, что давало значение $\frac{m}{e}v$. Для второго уравнения Вихерт полагал $\frac{1}{2}mv^2 = kV$, где V — разность потенциалов между электродами, k — коэффициент, не превышающий единицы. Полагая $k=1$, Вихерт получал максимальное значение v . Затем, чтобы получить максимальное значение v , Вихерт подставил вместо kV значение 200 в. Это предположение Томсон считает не вполне обоснованным. «Однако, используя эти предположения, Вихерт нашел для максимального значения значение $4 \cdot 10^7$ и для минимального значения $4 \cdot 10^6$ ». Через два года, в 1899 г., Вихерт разработал метод прямого определения скорости катодных частиц, используя идею, предложенную де Кудром в 1895 г. Мы не будем подробно излагать этот метод, описанный в ряде руководств, ограничившись только воспроизведением схемы опыта, приведенного в книге Д. Д. Томсона, и заключительным выводом: «Вихерт пришел к заключению, что значение e/m находится между $1,55 \cdot 10^7$ и $1,01 \cdot 10^7$. Как наиболее вероятное значение он дал $1,26 \cdot 10^7$ ». Исследования Вихерта дают основание утверждать, что субатомная частица — электрон — была впервые открыта именно им. Но именно Томсон, со всей тщательностью разработавший методику измерения e/m , и сделал совершенно определенный и недвусмысленный вывод о существовании субатомной частицы, в который так нелегко было поверить еще и в 1901 г. Томсону пришлось выступить со специальной статьей: «Существование тел, меньших атома». Томсон исследовал природу этих частиц не только в катодных трубках, но и в термоэлектрических и фотоэлектрических явлениях и, таким образом, смог констатировать универсальность этой частицы, которая оказывается одной и той же, какими бы путями она ни получалась.

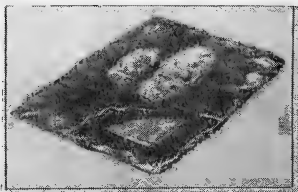
РАДИОАКТИВНОСТЬ

Среди тем, разработанных в книге Томсона, видное место занимает радиоактивность. Этой теме посвящена большая глава «Лучи Беккереля». Говоря об открытии радиоактивности, Томсон на первое место ставит наблюдение Генри, сделанное в начале 1896 г. над фосфоресцирующим веществом сернистого цинка. Генри нашел, что, выставленный на солнце, этот цинк действовал на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу. Это наблюдение предшествовало опытам Беккереля, целью которых было установить, не сопровождается ли люминесценция рентгеновским излучением. Выбранная Беккерелем в качестве объекта исследования соль урана оказалась радиоактивной. В книге Томсона описаны важнейшие результаты первого периода исследования радиоактивности, в частности отклонение β -лучей в магнитном поле (Беккерель, 1900), показавшие, что β -лучи тождественны по природе с катодными лучами, отклонение α -лучей в магнитном поле (Резерфорд, Беккерель, 1903), из которого вытекало, что α -лучи заряжены положительно, закон радиоактивного распада тория (Резерфорд и Содди, 1902), ионизирующие свойства радиоактивных веществ и т. д. В дополнениях Томсон приводит последние результаты исследования радиоактивности и, прежде всего, гипотезу радиоактивного распада Резерфорда и Содди.

«Резерфорд и Содди (Phil. Mag. (6), V, p. 576, 1903), — пишет Томсон, — привели сильные аргументы в пользу предположения, что радиоактивность является результатом разрушения атома; таким образом, атом радия расщепляется, прежде всего, на положительно заряженные частицы, образующие α -лучи, эманацию и, возможно, другие вещества; эманация также распадается на продукты, которые будут веществами, дающими начало индуктивной радиоактивности, эти, поскольку они радиоактивны, снова распадаются

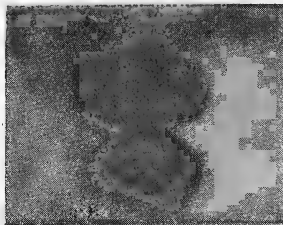


А. Беккерель.



Опыт Беккереля.

К открытию радиоактивности.



на продукты, которые, поскольку они не радиоактивны, не могут быть обнаружены».

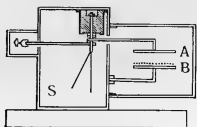
Далее Томсон говорит об открытии Кюри и Лабордом выделения тепла радием (1903) и приводит последние данные о периодах полураспада радиоактивных веществ. Заметим, что Томсон ошибочно приписывает авторство статьи, написанной совместно с А. Лабордом и опубликованной 16 марта 1903 г. в докладах Парижской Академии наук, Марии, а не Пьеру Кюри. Между тем фундаментальный факт непрерывного выделения энергии радием был открыт Пьером Кюри.

Основным прибором, с помощью которого исследовались радиоактивные явления, был электрометр. Он применялся в соединении с ионизирующей камерой. Наиболее часто применяемый квадрантный электрометр был усовершенствован в 1901 г. Долезалеком. В 1908 г. До-

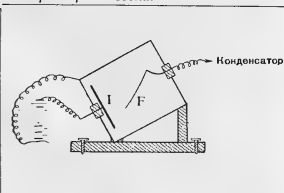
лезалеком построил бинарный электрометр. П. Кюри и М. Кюри обычно пользовались квадрантным электрометром, заряд которого компенсируется зарядом пьезопластины. В 1903 г. Вильсон построил чувствительный электрометр с золотым листочком. Движения листочка наблюдаются в отсчетный микроскоп с микрометрической шкалой. В 1907 г. Вульф построил двунитный электрометр, кварцевые нити которого платинированы. Через два года, в 1909 г., Эльстер и Гейтель построили однопитный электрометр. С помощью отсчетного микроскопа этим электрометром можно измерить разность потенциалов до 0,003 в. В 1903 г. В. Крукс и независимо от него Эльстер и Гейтель обнаружили, что сернистый цинк под действием α -частиц создает светящиеся вспышки (сцинтилляции), которые можно наблюдать в луну. Крукс построил для наблюдения этого эффекта прибор, названный им *спинтарископом*. С помощью этого прибора можно наблюдать отдельные α -частицы. Научное и философское значение этого факта трудно переоценить. Спинтарископ сыграл выдающуюся роль на первом этапе развития атомной и ядерной физики.

В том же, 1903 г. Резерфорд и Содди показали, что α -частицы представляют собой положительно заряженные атомы гелия. Обращенную в жидкость эманацию радия (ее назвали сначала «нитомом», а потом «радоном») помещали в небольшую запаянную трубочку. С течением времени в трубочке образовывался газ, спектр которого давал характерную линию гелия. В 1905 г. в Льеже состоялся Первый Международный конгресс по изучению радиологии и ионизации. На этом конгрессе австрийский физик Эгон Швейдлер сделал доклад «О флуктуациях радиоактивных превращений», в котором обосновал статистический закон радиоактивного распада, открытый, как было сказано выше, Э. Резерфордом и

Электрометр Кюри.



Электрометр Вильсона.



Ф. Содди. В 1907 г. Эдгар Мейер и Эрих Регенер применили теорию Швейдлера к определению величины элементарного заряда. Сделанный ими 13 декабря 1907 г. на заседании Немецкого физического общества в Берлине доклад носит название «О флюктуациях радиоактивного излучения и одном методе определения электрического элементарного заряда». Этой работе предшествовало исследование Кольрауша «О флюктуациях радиоактивных превращений» (1906), в котором статистическая теория Швейдлера была подвергнута экспериментальной проверке.

Мейер и Регенер наблюдали в своем опыте флюктуации стрелки электрометра, изменяя величину тока насыщения путем диафрагмирования полониевого препарата. По закону Швейдлера $\varepsilon\sqrt{z} = \text{const}$ и так как z (число атомов, распадающихся в секунду) пропорционально току насыщения, то, меняя диафрагмы препарата, проверялось соотношение $\varepsilon\sqrt{i} = \text{const}$. Ток насыщения, а следовательно и z , в опыте варьировался в пределах 1—100, и в этих пределах закон Швейдлера оказался справедливым. Предполагая далее справедливость этого закона из соотношения $i = \frac{z \cdot 94\,000 e}{\delta}$, где δ —

промежуток времени, а z — число атомов, распадающихся за это время, можно в формуле Швейдлера $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{z}}$ заменить z на i и из по-

лученного соотношения определить e . При этом $e = \frac{\varepsilon^2 i \delta}{94\,000}$. Измерения Мейера и Регенера дали для e значение $1,3 \cdot 10^{-10}$. Как мы видели, измерения Томсона дали для $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$. Планк, используя измерения постоянной закона Вина, получил из своей формулы излучения значение числа Авогадро $N = 6,2 \cdot 10^{23}$, что в соединении с законом электролиза Фарадея дает для элементарного заряда значение



В. Крукс.

Спигтарископ Крукса
(справа вазрез; сверху экран,
фосфоресцирующий
под действием
бомбардирующих его α -частиц).





Э. Резерфорд.

$e = 4,69 \cdot 10^{-10}$ абсолютных электростатических единиц. Работа Мейера и Регенера, конечно, легко уязвима. Довольно произвольная экстраполяция числа ионов, производимых α -частицей на пути своего пробега (понятие длины пробега к этому времени уже стало известно), неточность самого статистического метода — все это дает возможность только определить порядок величины, но не ее более или менее точное значение. Сами авторы пишут, что, к сожалению, их опыты не позволяют решить, несет ли α -частица одинарный или двойной заряд. В связи с отъездом Мейера из Берлина опыты были прерваны. «Они должны быть продолжены другими, — заключают авторы свое сообщение, — специально также для точного определения элементарного заряда».

Менее чем через два месяца после этого сообщения Регенер сделал на заседании Немецкого физического общества предварительное сообщение «О подсчете α -частиц путем сцинтилляций и величине электрического элементарного заряда». В этом сообщении Регенер вначале кратко описывает «красивые явления сцинтилляций». «На экране (из

сернистого цинка. — П. К.) вспыхивают многочисленные светящиеся точки в различных постоянно меняющихся местах, которые производят впечатление, что экран подвергается бомбардировке снарядами, вызывающими при ударе вспышку света. Что действительно α -лучи являются причиной этого явления, подтверждалось неоднократно».

Здесь он ссылается на вышедший в 1907 г. немецкий перевод монографии Резерфорда «Радиоактивность». Регенер указывает также со ссылкой на книгу Резерфорда, что «максимальное расстояние, на которое распространяется действие источника излучения, тождественно с тем, до которого обнаруживается ионизирующее действие α -лучей». В своем опыте Регенер подсчитывал вспышки, производимые α -частицами, вылетающими из диафрагмированного препарата полония, на экране из сернистого цинка, помещаемого на различных расстояниях и на различных площадях экрана. Затем измерялся ток насыщения, производимый этим препаратом в ионизационной камере с полусферическим электродом. Измерения Регенера приводят к выводу, что если α -частицы заряжены одним элементарным зарядом, то величина заряда $e = 8 \cdot 10^{-10}$, если же двумя, то $e = 4 \cdot 10^{-10}$. Регенер указывает на необходимость продолжения опытов и на возможность электрического подсчета α -частиц с помощью чувствительного малоемкостного струнного электрометра. Такой подсчет и был осуществлен в опытах Резерфорда и Гейгера в 1908 г. Прежде чем говорить об этих опытах, остановимся на статье Резерфорда, вышедшей в октябре 1906 г., часть которой, посвященная вопросу о массе и скорости α -частиц, была помещена в немецком переводе в годичном сборнике «Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik» за 1907 г. Резерфорд указывает в своей статье, что массы α -частиц, испускаемых радием А, радием С, радием F и актинием В, а также тории-

ем S , в пределах ошибок опыта одинаковы. Точно так же опыты с магнитным отклонением показывают, что α -частицы, получаемые из радия, имеют массу, одинаковую с массой частиц, выбрасываемых радием S .

Хотя масса α -частиц, испускаемых эманацией радия, еще оставалась неопределенной, однако Резерфорд не сомневается в том, что она остается такой же, как и масса всех α -частиц. «Я думаю, — пишет он, — что не может быть никакого сомнения в том, что α -частицы, испускаемые различными продуктами радия, обладают идентичной массой и отличаются только начальной скоростью».

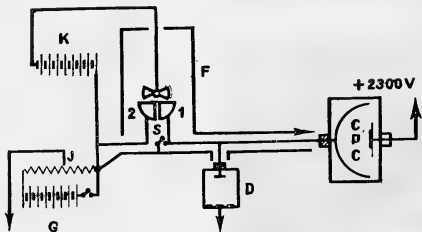
Далее он продолжает: «Мы можем, таким образом, с полным основанием заключить, что испускаемые различными радиоэлементами α -частицы во всех случаях имеют одну и ту же массу. Это заключение является важным. Оно указывает тем самым, что уран, торий, радий и актиний, которые ведут себя как химически различные элементы, имеют общий продукт превращения.

α -частицы образуют основные единицы материи, из которых построены атомы этих элементов».

Таким образом, вопрос о структуре атома и элементарных частицах уже был поставлен в порядок дня физики. Резерфорд считает

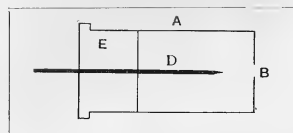
α -частицы основным кирпичиком атома, по сравнению с которым « β - и γ -лучи играют совершенно подчиненную роль». Указав, что для водородного иона отношение e/m равно приблизительно 10^4 , а для α -частицы $5,1 \cdot 10^3$, т. е. примерно половина, Резерфорд пишет: «Значение e/m для α -частицы можно объяснить на основе допущений, что α -частица: 1) есть молекула водорода, несущая заряд иона водорода, 2) атом гелия, несущий двойной ионный заряд водорода, или 3) половина атома гелия, несущая одинарный ионный заряд». Анализируя эти возможности, Резерфорд считает наиболее вероятной вторую, т. е. что α -частицы являются атомами гелия, несущими двойной заряд. Резерфорд приводит данные о пробеге и энергии α -частиц. Он приводит данные Брэгга и Клемана (1904), определивших методом ионизации длины пробега α -частиц, испускаемых Ra, Rn (эманацией), Ra A, Ra C, и длину пробега α -частицы, испускаемой полонием (Ra F), полученную Левиным в 1906 г., и производит оценку энергии α -частиц. Итак, за 10 с лишним лет, прошедших после открытия радиоактивности, были открыты многие важные факты радиоактивности: открыт закон радиоактивного распада, радиоактивные элементы, являющиеся членами радиоактивных семейств, открыты три рода излуче-

Схема опыта Мейера и Регенера.

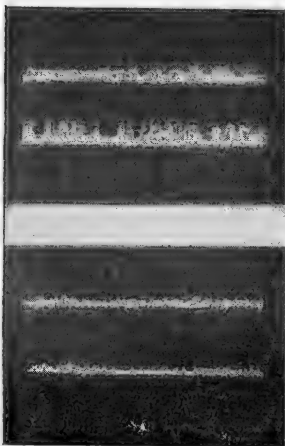


ний и изучены их основные свойства, особенно α -частиц. И все же вопрос о заряде и массе α -частиц еще не был решен окончательно. В 1908 г. Резерфорд и Гейгер предприняли новые попытки определения заряда α -частиц. В их опыте радиоактивный препарат помещался на одном конце длинной стеклянной трубки, из которой выкачивался воздух. Частицы, испускаемые препаратом, двигаясь в вакууме, попадают на диафрагму, отверстие которой закрыто тонким металлическим или слюдяным листком. Отсюда лучи попадают в цилиндрическую иониза-

Схема счетчика Гейгера.



Записи импульсов с первого счетчика Гейгера.



ционную камеру, давление воздуха в которой и напряжение на электродах подбирается таким образом, чтобы попадание α -частицы вызывало ионизацию столкновением, усиливающую разряд в камере. Струнный электрометр, соединенный с электродом камеры, будет регистрировать прохождение каждой частицы. Отклонения электрометра регистрируются фотографически.

Определив число α -частиц, испускаемых в секунду радиоактивным препаратом, Резерфорд и Гейгер измерили заряд, накопленный на электрометре, соединенном с экраном, бомбардируемым α -частицами. Зная заряд, накапливаемый на электрометре в секунду, и число частиц, ударяющихся об экран, можно определить заряд одной частицы. Он оказался равным $9,3 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Предположив, что частица несет двойной заряд, Резерфорд и Гейгер нашли величину элементарного заряда равной $4,65 \cdot 10^{-10}$. Резерфорд позже вспоминал, как их смущал этот результат, ведь наиболее авторитетным считалось число $3,4 \cdot 10^{-10}$, полученное у Томсона. Однако Лармор сказал ему, что полученный ими результат близко подходит к значению, полученному Планком, и это обстоятельство его ободрило. Так, теория, казалось бы, очень далекая от опытов Резерфорда, подала руку помощи экспериментатору. Заметим, что электрический способ подсчета частиц, примененный Резерфордом и Гейгером, был предшественником будущего замечательного прибора — электрического счетчика. Дальнейшим развитием этого метода явилась ионизационная полусферическая камера с электродом в виде шарика, примененная Резерфордом и Гейгером в 1912 г., из которой выросла конструкция цилиндрического счетчика Гейгера с острием, созданная Гейгером в 1914 г. В сообщении из высшего метрологического учреждения Германии Физико-технического института от 25 июня 1913 г. Гейгер

указывал на совместные опыты его и Резерфорда в 1908 г., в которых благодаря ионизации столкновением можно было обнаружить с помощью электрометра отдельные частицы. Он указывал даже, что для такого подсчета особенно пригоден одноститный электрометр, который с помощью фоторегистрации может разрешать отдельные частицы при попадании их в ионизационную камеру со скоростью до 2000 частиц в минуту. Усовершенствуя этот метод, Гейгер разработал конструкцию счетчика, позволяющую считать не только α -частицы, но и значительно слабее ионизирующие β -частицы. «Метод основан на вызывании разряда с острия при прохождении вблизи острия α - или β -частиц». Конструкция первого счетчика, описанного Гейгером, представляла латунную трубку A диаметром около 2 см, в которую через эбонитовую пробку E вводилась оканчивающаяся тонким острием проволока D . Острие проволоки находилось примерно на расстоянии 0,8 см от окошечка B в шайбе, закрывающей трубку. Корпус счетчика A находился под положительным потенциалом около 1200 в, а проволока D соединялась с одноститным электрометром. С помощью подходящего жидкостного сопротивления заряд, скопляющийся на электрометре при прохождении регистрируемой частицы отводился к земле в доли секунды. При емкости электрометра около 10 см отклонения нити соответствовали напряжению от 10 до 20 в. Для действия счетчика решающим является качество острия; ширина трубки и расстояние острия от шайбы могут меняться в широких пределах, не ухудшая действия счетчика. При не соответствующем качестве острия уже при напряжении менее 1000 в может начаться самостоятельный разряд. Гейгер, однако, указывает, что определенных правил для изготовления хорошего острия нет. Мы приводим первую гейгеровскую фотографию отклонений электрометра.



Р. Милликен.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Вернемся, однако, к изложению истории определения элементарного заряда. В 1909 г. Перенер, применив приблизительно тот же метод, что и Резерфорд и Гейгер, нашел для e значение $4,79 \cdot 10^{-10}$. Это было очень хорошее число. Но в том же, 1909 г. на сцену выступил американский физик Роберт Эндрюс Милликен, классические исследования которого по определению элементарного заряда были в 1923 г. увенчаны нобелевской премией.

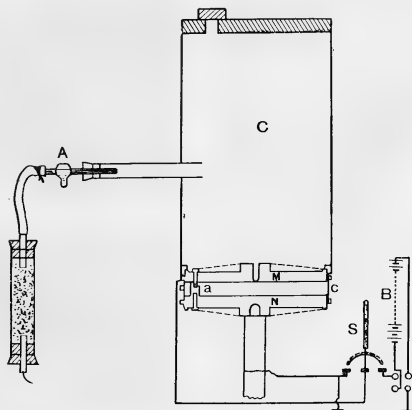
Милликен еще в 1906 г. повторил опыты Г. А. Вильсона, который, как мы видели, определял заряд иона, наблюдая падение наэлектризованного облака в электрическом поле. Но «неустойчивость, искажение и неопределенность верхней поверхности облака не позволяли рассчитывать на получение надежных чисел», и Милликен не стал публиковать своих результатов. «Тем не менее, — пишет Милликен, — на основании этих наблюдений было сделано заключение, что можно увеличить точность, если внести следующие изменения в постановку опытов: во-первых, пользоваться в качестве ионизатора радием вместо

рентгеновских лучей; во-вторых, употреблять более сильное электрическое поле... и, в-третьих, наблюдать падение облака на меньших расстояниях и в течение более коротких промежутков времени с целью уменьшить ошибку от испарения облака за время наблюдения. На основании этих соображений была построена аккумуляторная батарея в 4000 в, и летом 1908 г. Бегеман и автор, пользуясь в качестве ионизатора радием, вновь повторили опыты и опубликовали некоторые результаты, которые, несомненно, лучше согласовались между собой, чем результаты Вильсона. В качестве среднего из десяти наблюдений, которые колебались от 3,66 до 4,37, число $e = 4,06 \cdot 10^{-10}$.

При этом в отличие от Резерфорда Милликен сразу понял, что полученное им число, «хотя оно и больше чисел Вильсона и Томсона (соответственно 3,1 и 3,4), должно

тем не менее считаться более близким к истинному значению». Тем не менее Милликен хорошо сознавал несовершенство метода облака и в 1909 г. пришел к мысли видоизменить метод так, чтобы «производить все измерения над отдельными капельками». «Первое определение зарядов отдельных капелек, — пишет Милликен, — было сделано весной 1909 г. Об этих опытах было доложено на собрании Британской ассоциации в Виннипеге, сводка результатов была напечатана в 1909 г. в декабрьском номере «Physical Review», и, наконец, полностью опыты были описаны в «Philosophical Magazine» за февраль 1910 г. под заглавием «Новое видоизменение метода облака для определения элементарного электрического заряда и наиболее вероятная величина этого заряда». В этих опытах наиболее вероятное значение этого заряда оказалось равным $e = 4,65 \cdot 10^{-10}$.

Схема первой установки Милликена.



Метод Миллиkena, как писал сам автор, «позволил утверждать с большой степенью вероятности, что элементарный заряд представляет реальную физическую сущность, а не только некоторое «статистическое среднее». Метод миллиkenовского конденсатора общеизвестен. Описав свой метод и опыты с ним, Милликен в своей книге «Электрон» пишет: «В общей сложности я наблюдал таким путем захват многих тысяч ионов, и во всех случаях захваченный заряд, определенный, как указано выше, был либо в точности равен наименьшему из всех захваченных зарядов, либо он равнялся небольшому целому кратному этой величины. В этом заключается прямое и неопровержимое доказательство того, что электрон не есть «статистическое среднее», но что все электрические заряды на ионах либо в точности равны заряду электрона, либо представляют небольшие целые кратные этого заряда».

Милликен составил далее таблицу «с целью показать ту логическую необходимость, с которой следует атомная природа электричества из опытов, подобных рассмотренным». Вот эта таблица:

n	$4,917 \times n$	Наблюдаемый заряд
1	4,917	—
2	9,834	—
3	14,75	—
4	19,66	19,66
5	24,59	24,60
6	29,50	29,62
7	34,42	34,47
8	39,34	39,38
10	44,25	44,42
11	49,17	49,41
12	54,09	53,91
13	59,00	59,12
14	63,92	63,68
15	68,84	68,65
16	73,75	—
17	78,67	78,34
18	83,59	83,22

В опыте Миллиkena, продолжавшемся 4 часа, заряд капли имел всевозможные значения кратных 4,917, кроме кратностей 1, 2, 3, 15 до 17 включительно.

«Таблицы, подобные этой, — пишет Милликен, — а их можно привести множество, доказывают с неоспоримостью следующее утверждение. Где бы ни встречался электрический заряд, — на изоляторах или на проводниках, в электролитах или в металлах, — везде он обладает резко выраженным зернистым строением. Он состоит из целого числа единиц электричества (электронов), которые все одинаковы... Максвелл думал, что мы будем когда-нибудь принуждены оставить «временную гипотезу молекулярных зарядов»; но вместо этого мы принуждены теперь истолковать все электрические явления — как *металлические*, так и *электролитические* — в духе этой гипотезы». Для определения абсолютной величины заряда надо было найти соотношение между скоростью и зарядом. Если предположить, что скорость свободного падения капли подчиняется закону Стокса

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\eta} (\sigma - \varrho),$$

где η — коэффициент внутреннего трения жидкости (вязкость), a — радиус капельки, σ — плотность капли, ϱ — плотность среды. Тогда заряд капли, несущей n электронов, будет

$$e_n = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9}{2} \eta \right)^{3/2} \left(\frac{1}{g(\sigma - \varrho)} \right)^{1/2} \times \\ \times \frac{(v_1 + v_2)v_1^{1/2}}{F}.$$

Здесь F — напряженность приложенного электрического поля, v_2 — скорость падения капли в присутствии поля. Если $(v_1 + v_2)_0$ — общий наибольший делитель всех

сумм скоростей $(v_1 + v_2)$, то электрический заряд

$$e_1 = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9}{2} \eta \right)^{3/2} \left(\frac{1}{g(\sigma - \varrho)} \right)^{1/2} \times \\ \times \frac{(v_1 + v_2)_0}{F} v_1^{1/2}.$$

Оказалось, что для капель одинакового размера n , следовательно, имеющих одинаковую скорость падения опыты дают согласующиеся результаты. Но если размеры капель различны, то значения e_1 получаются разными, а именно, тем больше, чем меньше скорости свободного падения. Милликен предположил, что закон Стокса неприменим к капелькам малого радиуса, так как в этом случае окружающую среду нельзя считать непрерывной и однородной. Поэтому Милликен исследовал поправку, в которой бы учитывалась неоднородность среды

при малых размерах капли. Формула для скорости свободного падения шарика, эмпирически найденная Милликемом, имеет вид

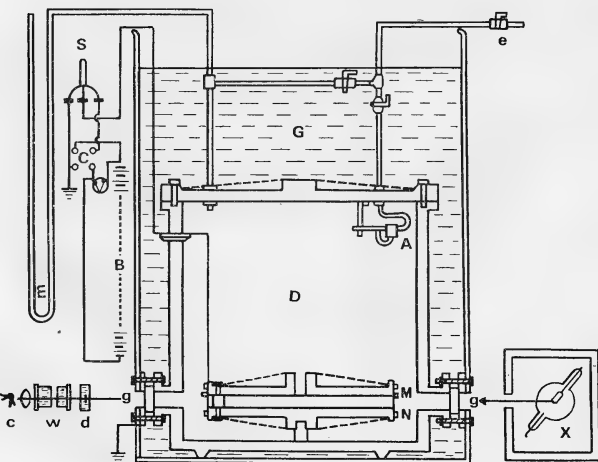
$$v_1 = \frac{2}{9} \cdot \frac{ga^2}{\eta} (\sigma - \varrho) \left(1 + A \frac{l}{a} \right).$$

Здесь l — длина свободного пробега, A — эмпирическая постоянная, зависящая от давления воздуха. Если внести эту поправку, то истинный заряд e получается через кажущееся значение заряда e_1 , определенное в предположении справедливости закона Стокса, по формуле

$$e = \frac{e_1}{\left(1 + A \frac{l}{a} \right)^{3/2}}.$$

Получив в 1911 г. значение $e = 4,891 \cdot 10^{-10}$, Милликен продолжал усовершенствовать свой метод. Бы-

Установка Милликена для точного определения элементарного заряда.



ли проведены новые определения коэффициента внутреннего трения со-трудниками лаборатории Милликена Раппом и Гильхристом. Двухлетние измерения η в этих исследованиях дали для воздуха значения 0,00018257 (Гильхрист) и 0,00018227 (Рапп). Далее, для определения поправки Милликен изменял l , изменяя давление, и менял радиус капли при неизменном давлении. Оказалось, что данному значению e_1 всегда соответствует одно и то же значение l/a . Милликен поместил свой конденсатор в латунный сосуд, давление в котором изменялось и определялось манометром. Сосуд D помещался в ванну, содержащую 40 л газолинового масла, так что колебания температуры не превышали $0,02^\circ \text{C}$. В сосуде было проделано три окошечка: для освещения, для ионизации рентгеновской трубкой и для наблюдения капли в отсчетный микроскоп. Так как в опыте измерялось давление p и длина свободного пробега l , то поправочный член записывался не в виде $1 + A \frac{l}{a}$, а в виде $1 + \frac{b}{pa}$. В таком случае величина $e_1^{2/3}$ должна зависеть линейно от $1 + \frac{b}{pa}$. Эта линейная зависимость действительно была получена Милликеном. Опыты 1913 г. дали для заряда электрона значение

$$e = (4,774 \pm 0,009) \cdot 10^{-10}.$$

ВОПРОС О СУБЭЛЕКТРОНЕ

Вместе с Милликеном и независимо от него метод капель разработал венский физик Феликс Эрэнгафт. Но опыты Эрэнгафта привели его к выводу, отличному от вывода Милликена. Он пришел к заключению, что существует частица, обладающая зарядом, меньшим заряда электрона. Отсюда возникла знаменитая дискуссия о субэлектронах. Сначала Милликен подверг выводы Эрэнгафта критике, указав, что у Эрэнгафта «частицы золота, се-

ребра и ртути менее плотны, чем он предполагал, благодаря поверхностному загрязнению, окислению и тому подобному».

Опыты Милликена 1913 г. и явились своеобразным ответом на выводы Эрэнгафта. В том же, 1913 г. измерения заряда электрона проводил А. Ф. Иоффе. На эти опыты ссылался и Милликен в своей книге «Электрон», говоря о методах ионизации капель.

А. Ф. Иоффе изучал элементарный фотоэлектрический эффект на пылинках металла (цинка). Пылинки металла получались распылением электродов и всасывались в миллиkenовский конденсатор. Пылинка освещалась ультрафиолетовым светом от ртутной лампы. Она может удерживаться в равновесии, если

$$mg = \frac{eV}{d},$$

где m — масса пылинки, e — ее заряд, V — разность потенциалов на обкладках конденсатора, d — расстояние между ними. Пылинка могла оставаться в равновесии часами. При освещении ультрафиолетовым светом она перезаряжалась и для ее равновесия было необходимо изменить разность потенциалов, так что

$$mg = \frac{e_1 V_1}{d}.$$

Отсюда $e : e_1 = \frac{1}{V} : \frac{1}{V_1}$. Иоффе, как и Милликен, установил факт дискретности заряда и для наименьшей величины заряда нашел значение $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$.

Однако Эрэнгафт в 1914 и 1915 гг. вместе со своими учениками Цернером и Константиновским опубликовал новые результаты.

Они утверждали, что Милликен не нашел субэлектрона из-за большого размера своих капель. По их мнению, величины зарядов являются функцией радиуса капли, заряд тем меньше, чем меньше радиус. Так, в опытах Константиновского для частиц радиуса $a = 0,2 \cdot 10^{-5}$ см заряд

получался в 200 раз меньше заряда электрона.

Милликен в 1917 г. опубликовал результаты новых опытов. В 1916 г. Гаррингтон провел новые определения коэффициента вязкости. В результате этих исследований Милликен принял в новых измерениях значение коэффициента вязкости $\eta = 0,000182226$. Измерения продолжались в течение двух лет и закончены в августе 1916 г. Публикация о новых опытах последовала в июне 1917 г. Пластины конденсатора, отполированные оптическим способом, имели диаметр 22 см. Они отделялись друг от друга пластинами, взятыми из ступенчатого интерферометра толщиной 14,9174 мм, которые были также оптически отполированы. Таким образом, неточность в размерах конденсатора не превышала 10^{-4} . Напряжение на обкладках измерялось после каждого отсчета с помощью нормального элемента Вестона с точностью до $\frac{1}{3000}$. Самопишущий хронометр отсчитывал время в сотых долях секунды. «Все другие условия поставленной проблемы регулировались с тщательностью, которая была результатом пятилетнего опыта с измерениями этого рода». Новое значение e совпадает с точностью до четырех знаков с значением 1913 г.:

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл.-ст. ед.}$$

Взяв число Фарадея равным 96 500 абс. эл.-магн. ед. (в соответствии с тогдашним международным соглашением), Милликен получил для числа Авогадро значение

$$N = 6,062 \cdot 10^{23}.$$

Погрешность измерения составляла около 0,01. Таким образом,

$$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10},$$

$$N = (6,062 \pm 0,006) \cdot 10^{23}.$$

Милликен подчеркивает, что закон движения капли совпадает с законом Стокса только в случае непрерывной среды, т. е. малых значений.

Несмотря на этот результат и обстоятельную критику опытов Эренгафта и его сотрудников, дискуссия о существовании субэлектрона продолжалась, и еще в 1925 г. в своем дополненном томе курса физики проф. О. Д. Хвольсон писал, что «до сих пор нельзя утверждать, чтобы этот спор был окончательно решен в ту или другую сторону». Милликен в своей книге «Электрон», вышедшей в 1917 г., заканчивал главу «Существует ли субэлектрон» утверждением: «Вплоть до настоящего времени не найдено никаких указаний на существование субэлектрона».

В 1922 г. Бэр подробно рассмотрел дискуссию об субэлектроне и подтвердил этот результат. В новом издании своей книги, вышедшей в 1939 г., Милликен вновь приводит свое утверждение, но добавляет абзац об историческом значении дискуссии, которая, с одной стороны, иллюстрирует основательность «тех данных, на которых покоится атомная теория электричества», с другой стороны, «той критики, через которую должны пройти новые результаты, прежде чем они получают право на жизнь в качестве установленных физических истин».

В этих строках чувствуется спокойная удовлетворенность исследователя, сознающего свою победу. В 1923 г. Миллику был присуждена Нобелевская премия «За его труды по элементарному электрическому заряду и по фотоэлектрическому эффекту».

Основной вывод Милликена об атомности электрического заряда был принят современной наукой, однако полученное им численное значение «атома электричества» подверглось ревизии.

В настоящее время наиболее точным значением коэффициента вязкости в методе Милликена считается величина $\eta = 1832 \cdot 10^{-7}$.

По этому методу значение $e = 4,805 \cdot 10^{-10}$ абс. эл.-ст. ед.

Наиболее точные значения элементарного заряда и числа Авогад-

ро получаются по методу рентгеновских лучей:

$$N = (6,0228 \pm 0,0011) \cdot 10^{23}, \\ e = (4,8025 \pm 0,0010) \cdot 10^{-10}.$$

Самые различные методы приводили к согласующимся результатам, и это являлось лучшим доказательством объективного существования атомов и электронов.

ЭЛЕКТРОНИКА

Вместе с открытием электрона родилась и электроника как особая отрасль науки и техники. Электроника ассоциируется в нашем представлении, прежде всего, с электронными лампами, составляющими неперенную часть радиопередатчика, радиоприемника или телевизора. Действие этих ламп основано на явлении, открытом Эдисоном. В декабрьском номере журнала «Engineering» за 1884 г. появилось сообщение о демонстрации Эдисона на Филадельфийской выставке тока в лампе накаливания с угольной нитью, в которую был внесен дополнительный электрод. Английский инженер Прис, принимавший впоследствии активное участие в опытах Маркони по беспроволочной телеграфии, посетивший Эдисона осенью 1884 г., ознакомившись с открытым им явлением, провел исследование этого эффекта. Эффект испускания электричества накаливаемыми телами изучали Эльстер и Гейтель в серии опытов 1882—1889 гг., Дж. А. Флеминг — в 90-х годах. С 1901 г. исследованием этого явления в лаборатории Кавендиша в Кембридже занялся Оуэн Виланс Ричардсон. В работе 1901 г. «Об отрицательном излучении от нагретой платины» Ричардсон описывает первую электронную лампу, представляющую собой платиновую нить, натянутую на оси окружающего ее металлического цилиндра. Проволока и цилиндр помещались в сосуд, воздух из которого откачивался, и соединялись с полюсами

батарей аккумуляторов. Ричардсон обнаружил, что ток в лампе получается только тогда, когда нагретая нить является катодом и зависит от напряжения не по закону Ома. При некотором напряжении достигается ток насыщения. В работе 1903 г. «Электрическая проводимость, сообщаемая вакууму нагретыми проводниками» Ричардсон исследует теоретически зависимость тока насыщения от температуры катода. Опираясь на представления электронной теории и выводы кинетической теории газов, Ричардсон выводит свою замечательную формулу:

$$I = aT^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{T}}.$$

Постоянные a и b имеют следующие значения:

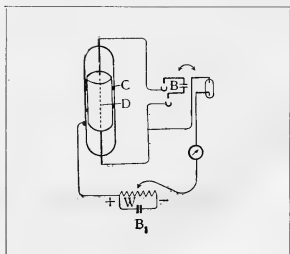
$$a = n\epsilon \sqrt{\frac{R}{2\pi\mu}}, \quad b = \frac{\Phi}{R},$$

где n — число электронов в кубическом сантиметре металла, ϵ и μ — заряд и масса электрона, R — газовая постоянная, Φ — работа выхода электрона из металла.

Позднее (1914) Ричардсон из термодинамических соображений, уподобляя процесс испускания электронов процессу испарения, вывел вторую формулу

$$I = AT^2e^{-\frac{b}{T}}.$$

Схема Байера.



В 1904 г. Флеминг построил электронную лампу — диод (аудион Флеминга). Описание этого прибора было дано им в 1905 г. Благодаря своему выпрямляющему действию аудион Флеминга использовался в качестве детектора электрических колебаний. В 1906 г. Ф. Браун обнаружил одностороннюю проводимость некоторых полупроводников (сернистого цинка, колчедана, карборунда, перекиси свинца и др.) и эти вещества получили широкое распространение в качестве детекторов электрических колебаний. Однако незадолго до мировой войны (1911—1915) диоды тщательно изучались и с успехом использовались в качестве выпрямителей.

Существенный вклад в изучение процессов в электронных лампах внесли Чайльд (Child) (1911), Ирвинг Лэнгмюр (1913), Шоттки (1915), Дэшмен (1915).

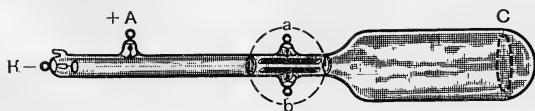
Заметим, что закон Лэнгмюра $I = AV^{3/2}$, полученный для термоионного тока, при учете объемного заряда был выведен им для цилиндрических электродов. Этот закон в 1924 г. вывел С. А. Богуславский другим методом. В 1915 г. Мейкл в лаборатории «Дженерал электрик компани», где работал и Лэнгмюр, построил газотронный выпрямитель-тунгар. Влияние объемного заряда уменьшается и даже нейтрализуется действием ионизованного газа (аргона). Этот выпрямитель был рассчитан на сравнительно низкое напряжение (приблизительно 15 в) и большой ток (65 а и даже 20—60 а).

В 1907 г. американский инженер Ли де Форест взял патент на лампу с тремя электродами, введя управляющую сетку (патент США № 841 387 г. 1907 и № 879 532 г. 1908).

Собственно говоря, управляющая сетка впервые была применена Ленардом в 1902 г. в его исследованиях по фотоэффекту. 3 февраля 1908 г. О. Байер представил Немецкому физическому обществу доклад «О медленных катодных лучах», в котором он, отправляясь от исследований Ленарда, исследовал поведение электронов в трехэлектродной лампе накаливания. Нить накаливания D окружалась медной сеткой C , представляющей собой цилиндр диаметром в 1 см, толщина проволоки была 0,1 мм, ширина петли 0,3 мм. Анодом служил сплошной медный цилиндр диаметром 2 см. Эта лампа служила ему для чисто исследовательских целей.

Но применение сетки открыло возможность усиления слабых сигналов. В 1910 г. Ли бен использовал сетку для усиления. Особенно эффективным оказался метод регенеративного усиления сигналов предложенный американским радиотехником Э. Армстронгом в 1913 г. При этом методе часть энергии из анодной цепи попадает обратно в цепь сетки, вызывая новое усиление мощности и т. д. В 1918 г. Армстронг ввел в практику супергетеродинный прием. Изучение действия сетки проводилось ван дер Бийлем (1913), Лэнгмюром (1915), Гундом (1915—1919), Валлуари (1917) и др. Ван дер Бейль дал формулу зависимости анодного тока от

Осциллограф Брауна.



анодного и сеточного напряжения в виде

$$I_a = \alpha \left(\frac{E_a}{k_a} + E_g + \varepsilon \right)^2,$$

Лэнгмюр в виде $I_a = A(E_a + kE_g)^{3/2}$,
Валлуари —

$$I_a = b \left(E_a + \frac{a}{b} E_g + \frac{c}{b} \right).$$

В 1913 г. появились первые генераторы электрических незатухающих колебаний с электронными лампами (Мейсснер, Армстронг, Раунд). Уже в 1915 г. с помощью таких генераторов была осуществлена радиосвязь на 8000 км между Парижем и Гонолулу. Первая мировая война в сильной степени способствовала развитию электронной радиотехники, в результате чего в радиотехнике произошел революционный скачок. Впрочем, вопросы развития радиопизики и радиотехники будут нами рассмотрены в другом месте.

Остановимся еще на одном электронном приборе — электронно-лучевой трубке. Эта трубка, построенная Ф. Брауном в 1897 г., представляла собой катодную трубку, движение электронов в которой управлялось магнитным полем. Катодный пучок падал на люминесцирующий экран, создавая на нем светящееся пятно. В дальнейшем электроннолучевые трубки разделились на трубки с холодным катодом и магнитным управлением (Браун, Ценнек, Гизель и др.) и трубки с горячим катодом и электрическим управлением («Дженерал электрик компани», Д. А. Рожанский, 1911). Появились трубки и смешанного рода с магнитным и электрическим управлением. Трубки получили название осциллографов, так как сразу получили широкое распространение в анализе электромагнитных колебаний.

Электронные приборы внесли новое качество в экспериментальную технику и в последующем произвели полную революцию в физическом эксперименте. К ним прибавились и



Ч. Т. Р. Вильсон.

новые приборы в атомной физике: ионизационные камеры, счетчик Гейгера, камера Вильсона.

КАМЕРА ВИЛСОНА

Атомным прибором огромной важности явилась ионизационная камера, сконструированная английским физиком Ч. Т. Р. Вильсоном. Это знаменитое изобретение принесло Вильсону Нобелевскую премию 1937 г., а созданная им камера Вильсона навсегда увековечила имя своего создателя. Камера возникла из наблюдения, сделанного в 1897 г., заключающегося в том, что ионы являются центрами конденсации водяных паров. Основываясь на этом наблюдении, Г. А. Вильсон предложил метод определения заряда электрона, из которого, как мы видели, развились методы Милликена. Статья Чарлза Томаса Риса Вильсона, описывающая это наблюдение, называлась «Конденсация водяного пара в присутствии обеспыленного воздуха и других газов». В истории лаборатории Кавендиша, вышедшей в 1910 г., Д. Д. Томсон, бывший в это время руководителем лаборатории, писал об открытии

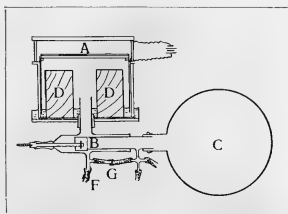
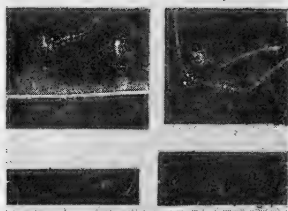


Схема камеры Вильсона.



Первые фотографии Вильсона (Таблица I).

Первые фотографии Вильсона (Таблица II).



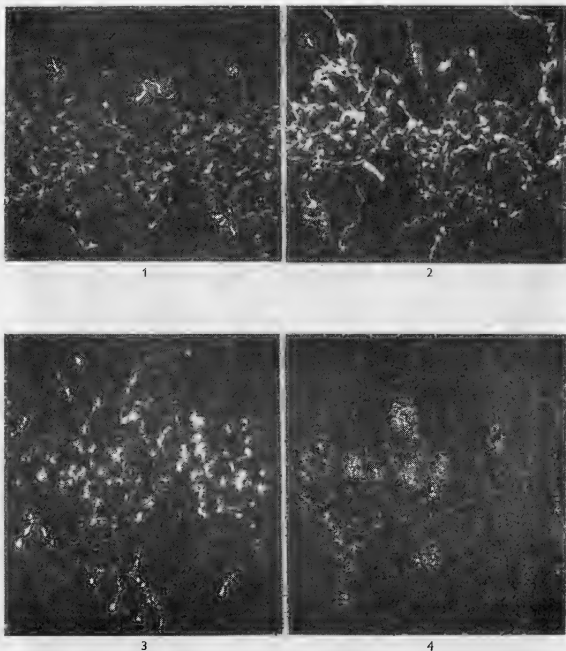
Вильсона: «Мы должны теперь рассмотреть замечательную серию исследований Ч. Т. Р. Вильсона об условиях конденсации воды в обеспыленных газах, насыщенных водяным паром. Эти исследования не только значительно увеличили наши знания по исследуемой проблеме, но и открыли новый и поразительный метод исследования свойств ионизационного газа».

Томсон был прав, назвав новый метод «поразительным», однако вряд ли он в то время, когда писал эти строки, представлял себе все могущество этого метода. В работах 1897 г. Вильсон показал, что центрами конденсации в обеспыленном воздухе являются ионы, производимые рентгеновскими или беккерелевыми лучами. При этом для образования капель на отрицательных ионах требовалось внезапное расширение до 1,252 первоначального объема, для образования же капель на положительных ионах требовалось расширение до 1,375 первоначального объема. Через год-два после того, как Томсон написал выше процитированные строки, Вильсон сделал сообщение (1911), в котором описал «метод обнаружения путей ионизирующих частиц во влажных газах, основанный на конденсации пара на ионах, непосредственно после образования этих ионов».

Первые результаты не удовлетворили Вильсона и в 1912 г. он окончательно нашел конструкцию прибора, получившего позже название камеры Вильсона.

Приведем первые вильсоновские фотографии с его пояснениями.

«Эти рисунки представляют собою снимки с фотографий облачков, конденсировавшихся на ионах, которые освобождаются при прохождении лучей разного рода сквозь влажный газ. В последующем ρ_1 обозначает плотность воздуха перед расширением (по отношению к насыщенному водяным паром воздуху при 15°C и 760 мм рт. ст.), ρ_2 — плотность после расширения, $\frac{v_2}{v_1}$ —



Фотографии Вильсона (увеличенные) (Таблица III).

величину расширения, V — разность потенциалов между крышкой и дном ионизационной камеры в вольтах, M — увеличение фотографического аппарата. Во всех случаях крышка камеры была положительна, так что отрицательные ионы двигались вверх, положительные же — вниз.

Ионизация α -лучами.

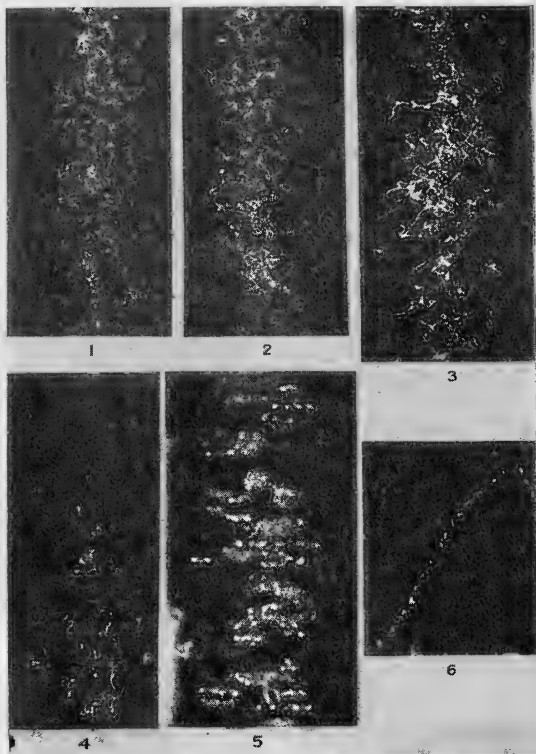
Ось фотографической камеры вертикальна; горизонтальный слой

глубиной в 2 см освещается ртутной искрой.

Рис. 1 (табл. I). α -лучи радия. Одни из α -частиц прошли сквозь воздух до расширения, другие — после него.

$$q_1 = 0,98, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,36, \quad q_2 = 0,72,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = \frac{1}{2,18}.$$



Фотографии Вильсона (увеличенные) (Таблица IV).

Рис. 2 (табл. I). α -лучи радия. Все α -частицы прошли сквозь воздух после расширения.

$$q_1 = 0,97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,33, \quad q_2 = 0,73,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 1,05.$$

Рис. 3 (табл. I). α -лучи радия. Увеличение части рис. 2.

$$q_1 = 0,97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,33, \quad q_2 = 0,73,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 2,57.$$

Рис. 4 (табл. I). α -лучи радиевой эманации и активного осадка.

$$q_1 = 1,00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,36, \quad q_2 = 0,74,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 1/124.$$

Рис. 5 (табл. I). Полный путь α -частицы, выброшенной радиевой эманацией.

$$q_1 = 0,97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,36, \quad q_2 = 0,71,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 1,16.$$

Ионизация α - и β -лучами. Источник лучей — на рисунках справа. Ось фотографической камеры — горизонтальна (установка рис. 4 в тексте).

Рис. 1 (табл. II). α - и β -лучи радия.

$$q_1 = 0,98, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,33, \quad q_2 = 0,74,$$

$$V = 30 \text{ в}, \quad M = 6,0.$$

Рис. 2 (табл. II). β -лучи, вызванные γ -лучами.

$$q_1 = 1,00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,34, \quad q_2 = 0,75,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 6,0.$$

Рис. 3 (табл. II). β -лучи радия.

$$q_1 = 0,99, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,31, \quad q_2 = 0,76,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 2,45.$$

Рис. 4 (табл. II). β -лучи. Увеличение части рис. 3.

$$q_1 = 0,99, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1,31, \quad q_2 = 0,76,$$

$$V = 40 \text{ в}, \quad M = 6,0.$$

Так начала победный путь камера Вильсона.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Однако в рассматриваемый нами период принципиальные открытия делались еще не с этими знаменитыми приборами атомной физики. Спинтарископ, ионизационная камера и просто электрометр — вот те средства, с которыми физик начал исследование глубинных атомных процессов. Так, одно из важнейших открытий современной физики — открытие космических лучей было сделано с помощью обычного электрометра и ионизационной камеры. Так, в 1900 г. Гейтель с помощью электроскопа с камерой заметил утечку электричества, возрастающую с течением времени до некоторого предельного значения. Исследования, проведенные Эльстером и Гейтелем в 1901 г., показали, что здесь действуют ионизирующие факторы, напоминающие действие радиоактивных элементов. Резерфорд и Кук в 1903 г. и Мак-Леннан и Бартон в 1902—1903 гг. показали, что утечку можно уменьшить, окружая камеру электроскопа свинцом. Эльстер и Гейтель в работах 1905 г. пользовались цилиндрической камерой, изготовленной из алюминиевого листа толщиной 0,1 мм, соединенной жестко с электроскопом.

Хотя все эти опыты привели к выводу, что ионизирующим фактором является радиоактивность почвы и минералов, однако уже в статье Гейтеля, опубликованной в январе 1906 г. под заглавием «О спонтанной ионизации воздуха и других газов», встречаем интересные высказывания, как кажется, опровергающие утверждения Милликена, что до 1910 г. не было «ни



В. Гесс.

малейших данных о существовании каких-либо жестких лучей, кроме тех, которые производятся радиоактивными веществами в земной коре».

Однако в указанной статье Гейтеля мы читаем: «Не будет чересчур сильным утверждением, что мы погружены в непрерывно действующее излучение, избежать которого мы не можем». Конечно, это спонтанное излучение может иметь своим источником только земное радиоактивное окружение. Но самая форма высказывания Гейтеля удивительно точно отражает наши современные представления о космическом излучении, «избежать которого мы не можем». Но далее Гейтель описывает свои и Эльстера опыты в шахтах рудников каменной соли. Окружающие электроскоп многометровые слои каменной соли оказывали сильное защитное действие и ионизация заметно была ослаблена. Сообщая об этом, Гейтель от своего имени и имени Эльстера высказывает следующее предположение: «Мы надеемся, однако, что эти опыты можно воспринять и с другой стороны, а именно мы думаем, что они могут *подтвердить* с известной осторожностью утверждение Кука, что *над землей су-*

ществует сильное проникающее излучение».

Подчеркнутые нами последние слова очень знаменательны. Здесь ясно сказано, что «над землей» имеется сильное проникающее излучение вряд ли радиоактивного происхождения. Ранее Гейтель говорил что вопрос о проникающем излучении извне был исследован Куком в 1903 г. и к его выводу он здесь «с осторожностью» присоединяется. При этом он ссылается на гипотезу Кюри-Склодовской, которая уже в 1898 г. высказала мнение, что излучение, проникающее через все мировое пространство, является источником радиоактивной энергии. Правда Гейтель считает, что такие лучи все же имеют радиоактивное происхождение. Однако в дальнейшем он говорит об источниках ионизации следующее: «Было бы опрометчиво уже сейчас спонтанную ионизацию газов безоговорочно относить в область радиоактивности. Действительно, мы отнюдь не уверены в том, что ионизирующие лучи не могут иметь другого происхождения, кроме как радиоактивное».

Таким образом, гипотезы о проникающем излучении, отличном от обычного радиоактивного излучения, уже высказывались в 1906 г., а сами опыты с ионизацией под землей действительно были опытами по обнаружению проникающего космического излучения. Тем не менее к 1909 г. сложилось твердое убеждение, что основным источником ионизации атмосферы является радиоактивность веществ земной коры. Но тогда по мере поднятия над землей ионизация должна уменьшаться. Однако в 1909—1910 гг. опытами на высоких башнях Т. Вульф доказал, что ионизация если и уменьшается с высотой, то очень незначительно. Швейцарский физик Гоккель, поднявшись в 1910 г. с электроскопом на воздушном шаре на высоту 4500 м, обнаружил, что ионизация не только не уменьшается, но даже несколько возрастает. В следующем, 1911 г. австрийский физик В. Гесс,

поднимаясь на большую высоту, обнаружил несомненное возрастание ионизации, которая на высоте 5200 м возросла более чем в 3 раза по сравнению с ионизацией на поверхности земли. Поэтому Гесс в 1912 г. пришел к твердому убеждению о существовании космического излучения падающего на землю равномерно со всех сторон. Выводы Гесса со всей убедительностью подтвердил Кольхерстер, который в 1914 г. поднялся на высоту 9000 м и с помощью сконструированного им специально электроскопа, окруженного защитной оболочкой, доказал, что ионизация возрасла в 10 раз. Дальнейшие исследования космической радиации были прерваны войной, и возобновились после войны, когда природа нового излучения стала предметом всестороннего изучения физиков мира. В 1936 г. Гессу «за открытие космической радиации» была присуждена Нобелевская премия.

РАДИОХИМИЯ

Мы закончим главу кратким обзором успехов новой отрасли науки, получившей впоследствии название «радиохимия» и сыгравшей исключительно важную роль в истории открытия ядерной физики. Успехи этой науки в рассматриваемый период отмечены двумя Нобелевскими премиями по химии за радиохимические исследования. В 1908 г. Нобелевскую премию по химии получил Эрнст Резерфорд, в 1911 г. — Мария Склодовская-Кюри. Это была ее вторая Нобелевская премия; первую премию по физике она получила вместе с мужем и Беккерелем в 1903 г. за открытие радиоактивности. Позднее (в 1921 г.) Нобелевскую премию по химии получил Ф. Содди, а в 1922 г. Ф. Астон, открывший метод разделения изотопов.

Методы радиохимии отличаются от методов обычной химии тем, что, производя обычными методами разделение вещества (растворение, вы-

паривание и т. д.), исследуют радиоактивность осадков, растворов, отходов и т. п. Радиоактивные методы весьма чувствительны. Число ионов, подсчитанных с помощью обычного чувствительного электрометра, соответствует количеству вещества, равному 10^{12} предельного количества массы, измеряемой точными весами.

Изумительная точность новых методов, позволяющая обнаружить присутствие вещества, в количествах, недоступных химическому и спектроскопическому исследованию, поражала воображение химиков и даже порождала недоверие к новым методам. Ф. Содди приводил в своей книге «Радий и его разгадка», написанной им в конце 1908 г., следующее высказывание известного химика Смиттельсса, сделанное им в президентской речи на съезде Британской ассоциации 1907 г.: «Зарождается неприятное чувство, когда делаются шаги, для химика чрезвычайно важные, в виде опытов над количествами вещества, невообразимо ничтожными. Конечно, спектральный анализ вывел химию за пределы, положенные весами, но новые вещества, которые он открывал, по крайней мере, могли быть собраны в заметных количествах. Что касается радиоактивности, то мы, по видимому, создаем в ней — по отношению ко всему весоному — какую-то химию фантомов; и это уменьшение количества изучаемого материала в связи с излишеством ошеломляющих математических умозрений о природе или — я скорее мог бы сказать — об отсутствии природы у вещества должно, конечно, смущать неповоротливого земного философа, дело которого до сих пор ограничивалось сравнительно большими количествами материалов и небольшим числом грубых механических идей».

Да, переход в мир атомных явлений не мог не смущать ученых, обходившихся обычными экспериментальными методами и привычными механическими идеями. Содди

остроумно возразил критику, что весы химика так же мало пригодны для работников в области радиоактивности, как и весы для взвешивания локомотивов химiku. Защищая новые методы, он писал: «Приемы, при помощи которых мы можем открыть, без труда определить и точно измерить, скажем, одну биллионную миллиграмма эманации радия, обладают такой обоснованностью, что могут поспорить с любым из испытаний химика на любой род вещества, в малом ли или в большом количестве».

Новые методы не только утвердились в науке, вопреки их критикам, но привели к неслыханной точности, позволяя идентифицировать (как это было, скажем с открытием менделевия) всего несколько атомов вещества.

Рассмотрим вкратце успехи радиохимии в период 1901—1917 гг.

Как известно, еще в 1898 г. методами радиохимии Кюри получили полоний и радий. В это же время ими и независимо от них Шмидтом была открыта радиоактивность тория. Радиоактивность этого элемента была предметом исследований профессора электротехники Оуэнса в университете Мак-Гилла в Монреале (Канада). Ему удалось подметить странное явление: чувствительность радиоактивности тория к сквознякам.

В сентябре 1898 г. в Монреаль приехал Резерфорд и немедленно включился в работу Оуэнса по радиоактивности тория. Оуэнс вскоре уехал в Англию, и Резерфорд продолжал исследования в одиночку. Поместив бумажный пакетик с окисью тория в трубку, через которую он пропускал воздух, он исследовал радиоактивность воздушного потока. Ему удалось показать, что

Резерфорд в университете Мак-Гилла (Монреаль).



воздух уносил тонкое газообразное вещество, выделяемое торием. Это радиоактивное вещество Резерфорд назвал *эманацией*. Сообщение об этом открытии Резерфорд опубликовал в 1899 г. В следующем, 1900 г. Дорн открыл эманацию радия. Открытие эманации позволило понять явление так называемой индуцированной радиоактивности. В 1899 г. Дебьерн открыл в смоляной обманке новое радиоактивное вещество названное им *актинием*. Он заметил, что актиний в сильной степени возбуждает (индуцирует) активность у соседних тел и что вентиляция, как и в случае тория, уменьшает его активность. К 1903 г. Дебьерн получил эманацию актиния.

Вопрос о природе эманации был довольно туманным до тех пор, пока Резерфорд и Содди не доказали окончательно, что эманация — газ. В ноябре 1902 г. они получили эманацию в жидком виде. Конденсация происходила при температуре -150° .

Изучая свойства ториевой эманации, Резерфорд заметил, что проволочка, помещенная в эманацию, становится радиоактивной. Эту радиоактивность можно было смыть кислотой. Точно так же на стенках трубочки, содержащей эманацию, получался активный налет, активностью которого менялась со временем по довольно сложному закону. Резерфорду удалось распутать сложный клубок событий, происходящих в эманации, и открыть цепь превращений радия: $Ra A \rightarrow Ra B \rightarrow Ra C$, а затем $Ra D \rightarrow Ra E \rightarrow Ra F \rightarrow Ra G$. Теория радиоактивных превращений, созданная Резерфордом и Содди, явилась ключом к пониманию запутанных явлений радиоактивности. Они постулировали закон, что скорость превращения пропорциональна наличному числу распадающихся атомов, закон, который, как мы видели, был статистически обоснован Швейдлером. Изучая превращения и открывая новые элементы, радиохимики натолкнулись на одно важное и необычное



Ф. Содди.

обстоятельство: некоторые радиоэлементы неотделимы друг от друга химически. Так, $Ra D$ не удалось химически отделить от свинца. Эти *изотопические* свойства элементов были открыты со всей определенностью Ф. Содди в 1911 г., который в 1913 г. предложил и термин *изотопы* для химически неотделимых, но различных по своим радиоактивным свойствам элементов. В том же, 1913 г. Содди и независимо от него К. Фаянс сформулировали закон радиоактивного смещения, позволяющий определить на основе радиоактивного излучения место радиоактивного продукта по отношению к исходному продукту в менделеевской таблице.

Мы не будем исследовать во всех деталях историю радиохимии и ограничимся краткими сведениями об открытии радиоактивных элементов. Здесь следует упомянуть открытие урана Y Г. Н. Антоновым в 1911 г., урана X_2 К. Фаянсом и Гёрингом в 1913 г., урана I и урана II К. Фаянсом в 1913 г. В дальнейшем были уточнены и схемы распада, оказавшиеся более сложными, чем первоначально предполагалось. Уже в 1906 г. Резерфорд высказал идею, что ряд акти-

ния является ответвлением ряда урана—радия, а в 1911 г. Фаянс обнаружил разветвление у радия С. Однако вопрос о происхождении активности был решен только в 1917 г., когда О. Ган, с одной стороны, и независимо от него Л. Мейтнер, Ф. Содди и Д. Кранстон, с другой, открыли протактиний, который, как полагали авторы открытия, возникал из урана Y. Сегодня ряд актиноурана, с родоначальником — изотопом урана 235 (актиноуран) образует самостоятельное семейство, в которое входит и открытая в 1917 г. цепочка $UY(^{231}Th) \rightarrow Pa \rightarrow As$.

Были также в последующем развитии уточнены характеристики элементов, их атомный вес, постоянная распада и период полураспада. Однако начало этих определений было положено уже в работах М. и П. Кюри и Резерфорда. В 1910 г. на Брюссельском конгрессе радиологов уже был поставлен вопрос о радиевых стандартах и номенклатуре. Доклад о терминологии представил конгрессу О. Ган от имени Немецкого физического общества. Приведем некоторые положения этого доклада в том виде, как они были сформулированы в его статье по этому предмету.

«Время, в течение которого активность однородного вещества убывает наполовину, будет обозначаться как период полураспада (Halbwertszeit), но никоим образом как половина продолжительности жизни».

«Часто употребляемое до сих пор выражение «индуцированная активность» для «активного осадка» должно быть оставлено, потому что, например, радий А, В, С ни в коем случае не являются свойствами, а веществами с определенными физическими и химическими свойствами».

Вопрос о наименованиях многочисленных продуктов распада оставался без изменения. Сложная природа продуктов отмечалась индексами, например радий C_1 и радий C_2 , мезоторий-1 и мезоторий-2.

«Значительно более трудными, чем вопросы терминологии, являются вопросы об единых измерениях радиоактивных продуктов и о международном радиостандарте. Согласованные и правильные измерения различных радиоактивных веществ являются очень жгучими, но и очень трудными вопросами, которые должны быть решены в ближайшем будущем».

О. Ган указывает, что для баллологических целей в Австрии и Германии пользуются так называемой единицей Махе, основанной на измерении абсолютной силы тока.

Единица Махе $\frac{1}{1000}$ абс. эл.-ст. ед. $\approx 3 \cdot 10^{-13}$ ампер. Часто вместо силы тока указывается падение напряжения в сосуде определенных размеров.

Но для радиоактивных измерений важен радиевый стандарт.

Резерфорд со всей ясностью указал на конгрессе на насущную необходимость этого. Он подчеркнул, что применяемые в различных странах стандарты разнятся друг от друга не менее чем на 20%.

Председательствовавшие на конгрессе Мария Кюри и Резерфорд предложили создать комиссию для изучения этого вопроса, в которую вошли: Мария Кюри и Дебьерн (Франция), Резерфорд и Содди (Англия), Мейер и Швейдлер (Австрия), Гейтель и Ган (Германия), Болтвуд (США), Ив (Канада).

Кюри объявила конгрессу, что она уже изготовила стандарт, содержащий около 20 мг радия. Конгресс выразил пожелание возместить Кюри стоимость стандарта и приобрести его в собственность Международной комиссии, с тем чтобы он хранился в Париже. Было признано также желательным изготовить в отдельных институтах меньшие стандарты от 1 до 2 мг.

Поскольку эманация радия находит применение во многих научных исследованиях, то было признано желательным установить единицу для количества эманации. Конгресс

принял наименование «кюри» для количества эманации, находящегося в равновесии с 1 г радия. Несколько позже Болтвуд предложил сохранить название «кюри» для всех продуктов урано-радиевого ряда, находящегося в равновесии с 1 г радия.

Таковы были предложения конгресса, которые Ган справедливо назвал первым шагом к единым международным радиоизмерениям. Состав конгресса показывает, между прочим, что в дело изучения радиоактивности включились многие ученые и научные учреждения Европы, Канады, США. В том же, 1910 г., в Вене открылся институт радия, первым директором которого был Стефан Мейер, руководивший институтом с 1910 по 1920 г. Развилась промышленность по изготовлению радиоактивных препаратов, родоначальница атомной промышленности. В исследование радиоактивности включилась и Россия. Одним из первых начал изучение радиоактивности Н. Д. Пильчиков, бывший в момент открытия радиоактивности профессором Новороссийского университета в Одессе. В 1901 г. в Одессе вышла его книга «Радий и его лучи».

В Одессе же в 1910 г. открылась первая радиологическая лаборатория под руководством Е. С. Бурк-

сера. Радиоактивность занимала умы многих выдающихся русских физиков и химиков. В. А. Боро-довский, А. П. Соколов, И. И. Боргман, Л. С. Коловрат-Червинский, В. И. Вернадский и многие другие были пионерами в исследовании радиоактивности в России. В Московском университете А. П. Соколов и К. П. Яковлев организовали первый в России практикум по радиоактивности. Проводились экспедиционные исследования радиоактивности руд и источников. Работавший в лаборатории сотрудник химической лаборатории Петербургской Академии наук Г. Н. Антонов, как мы уже говорили, открыл в 1913 г. уран Y и исследовал его свойства.

Кропотливые, далеко не эффективные радиологические исследования открывали путь к овладению атомной энергией. Эта волнующая цель вдохновляла многих пионеров радиоактивности. «Отыскание ключа к магазинам внутриатомной энергии, — писал в 1913 г. В. А. Боро-довский, — будет величайшим завоеванием человеческого духа. Никакие исторические открытия не могут сравниться с тем открытием, которое передаст в обладание человека неистощимые запасы внутриатомных сил...»

ВОЗНИКНОВЕНИЕ АТОМНОЙ И КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

ВСТУПИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Важнейшим событием в истории мировой физики XX столетия было, без сомнения, возникновение атомной физики. Это событие было подготовлено исследованиями взаимных отношений излучения и вещества. Эти исследования, естественно, распадались на три группы: 1) генерация излучения веществом и структура излучения, 2) рассеяние излучения веществом, 3) поглощение излучения веществом.

К началу XX столетия и в первые годы этого столетия вопрос об излучении необычайно усложнился. Физика XIX в. знала только один вид излучения — оптическое излучение, включая сюда инфракрасное и ультрафиолетовое излучение. К концу столетия были открыты рентгеновские и радиоактивные лучи. Эти открытия привели, так сказать, к «охоте за излучением», в результате чего на страницах физических журналов и мировой прессы запестрели сообщения об открытиях новых загадочных лучей. Из этих открытий особенно известны так называемые *N*-лучи известного французского физика Блондло. Сообще-

ния об этих лучах появлялись в таком солидном журнале, как «Доклады Парижской Академии наук» («Comptes Rendus»). Результат исследования этих лучей, однако, оказался плачевным, тщательная проверка другими физиками (в особенности американским оптиком Вудом) показала, что автор *N*-лучей стал жертвой самовнушения. Для самого Блондло эта история закончилась трагически — психическим заболеванием. Самый этот факт является свидетельством своеобразной атмосферы, сложившейся в результате открытия новых излучений с необычными свойствами, и показателем огромных трудностей, выпавших на долю исследователей этих излучений.

Как бы то ни было в реферативных журналах начала XX столетия, в разделе «Электричество и магнетизм» появилась новая рубрика, носящая название «Катодные лучи. Лучи Беккереля и родственные им явления. Рентгеновские лучи».

Эта рубрика явилась данью новым открытиям, такой рубрики не было в реферативных журналах XIX в. Она оставалась до первой

мировой войны единственным указанием на новые направления в развитии физики, все другие рубрики носили привычные старые названия, и даже революционная работа Эйнштейна по теории относительности появилась в рубрике «Электромагнитное поле. Индукция». Современники еще не осознали, что в их время рождается новая физика — физика атома.

ДОБОРОВСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМА ИДЕИ СТОНЕЯ

Мысль о сложной структуре атома могла возникнуть уже после открытия спектрального анализа. Связь спектральных и химических свойств элементов стала несомненной как для физиков так и для химиков.

Физики понимали, что спектры разреженных газов являются «языком атомов», и сложность спектров указывала на сложный механизм атома-излучателя.

Возникновение электромагнитной теории света Максвелла—Герца и идея атомности электричества Гельмгольца—Стоinea подвели к представлению об атоме как системе электромагнитных излучателей. В 1891 г. на съезде Британской ассоциации в Лондоне Джонстон Стоней сделал доклад «О причинах двойных линий в спектре». Он начинает этот доклад следующими словами: «Линии спектра газа происходят благодаря некоторым явлениям, которые имеют место внутри молекул и которые в состоянии действовать на эфир. Эти явления могут быть герцевскими разрядами между молекулами, имеющими различную электризацию, или они могут быть результатом движения постоянных электрических зарядов, предположение о существовании которых дает более легкое объяснение закона электролиза Фарадея. Количество заряда, объединенное с каж-

дой связью, две или более из которых присутствуют в каждом химическом атоме, имеет всегда то же самое количество электричества».

Здесь отчетливо видны те компоненты, из которых возникало представление о сложном атоме: связь спектральных и химических характеристик, открытая Кирхгофом и Бунзеном, электромагнитная теория света и электронная теория электролиза. Напомним, что самый термин «электрон» принадлежит Стонею. В указанном докладе он приходит к мысли, что источником спектральных линий является колебательное движение электронов: «Электрон, если он колеблется каким-либо образом внутри молекулы, может быть причиной таких электромагнитных волн, обнаруживаемых при помощи спектроскопа».

Чрезвычайно интересно, что Стоней приходит к выводу, что причиной спектров является *орбитальное движение электронов в атоме*. «Это движение, — говорит он, — может быть разрешено при помощи теоремы Фурье в виде суперпозиции частичных движений, каждое из которых есть простое колебательное движение по эллипсу, и каждое из этих частичных движений производит его собственную линию в спектре».

Это, по-видимому, одна из первых моделей (если не первая) атома, напоминающих модель Бора—Зоммерфельда. В этой же статье Стоней выдвигает идею возмущения орбитального движения электронов слабыми силами, которое приводит к прецессии эллиптической орбиты, результатом чего являются дуплеты спектральных линий.

«Автор думает, что он имеет основание подозревать, что почти все спектральные линии — двойные и что они не появляются только в том случае, когда наши спектроскопы имеют недостаточную разрешающую способность, или когда каждая из составляющих так расширилась, что уничтожает интервалы между ними, или, в тех редких случаях, когда

частичное движение является круговым и одна из двух составляющих двойную линию имеет нулевую интенсивность». Таков первый набросок модели электромагнитного излучающего атома.

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

Через пять лет после этого доклада, в 1896 г. голландский физик Питер Зееман открыл явление, названное его именем и которое Г. А. Лоренц истолковал с точки зрения электронной теории, предполагая существование электронов, колеблющихся в атомах, движение которых возмущается приложенным магнитным полем, что и приводит к расщеплению спектральных линий.

В том же, 1897 г., в котором Лоренц истолковал этот так называемый «нормальный эффект Зеемана», Д. Лармор предложил другую интерпретацию влияния магнитного поля на орбитальное движение электронов, получившую в физике название «прецессии Лармора». Как мы видели во второй главе, Лармор принял идею электронов, вращающихся в атоме, разделяя в этом отношении взгляды Стонея. Из этой концепции, естественно, вытекает его теория эффекта Зеемана, которую мы передадим словами автора:

«Если мы будем рассматривать молекулы как системы ионов различных эффективных масс, обозначаемых через m_0 , и электрических зарядов, обозначаемых через e , и вращающихся под действием их взаимных электрических и других сил друг около друга, то при наличии постоянного магнитного поля H , действующего в направлении (l, m, n) , их уравнения движения видоизменяются в уравнения типа

$$m_0 \ddot{x} - m_0 k (\dot{n}y - \dot{m}z) = X,$$

$$m_0 \ddot{y} - m_0 k (l\dot{z} - n\dot{x}) = Y,$$

$$m_0 \ddot{z} - m_0 k (m\dot{x} - l\dot{y}) = Z,$$

где $k = \frac{eH}{m_0}$, если e выражено в электромагнитных единицах, (X, Y, Z) будет сила, действующая на ион, обусловленная конфигурацией молекул или другими причинами.

Если систему ионов, свободную от внешней магнитной силы, отнести к осям, вращающимся равномерно вокруг направления (l, m, n) с угловой скоростью ω , то формула для компонент ускорения изменяется из $\ddot{x}$ в

$$\ddot{x} - 2\omega(\dot{n}y - \dot{m}z) - \omega^2 x + \omega^2 l(x + my + nz).$$

Если взять ω равным $1/2 k$ и, следовательно, ω^2 будет пренебрежимо мало, то результирующие уравнения, отнесенные к движущимся осям, становятся тождественными по форме с уравнениями в магнитном поле. Следовательно, если k одинаково для всех ионов, то эти два состояния движения идентичны; другими словами, если e/m_0 одинаково для всех ионов, действие приложенного магнитного поля будет просто наложением вращения вокруг его направления с угловой скоростью $\frac{1}{2} \frac{e}{m_0} H$ на невозмущенное движение системы».

Наконец, в том же, 1897 г. Лармор показал, что ускоренно движущийся заряд можно рассматривать как герцевский вибратор, излучающий ежесекундно энергию

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \dot{v}^2,$$

где заряд e выражен в электростатических единицах. Тем самым были заложены основы для построения классической теории излучения и рассеяния света.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ

Сам Д. Лармор, а затем Д. Д. Томсон применили теорию классического излучателя к объяснению происхождения рентгеновских лучей. Как известно, вопрос о природе

рентгеновских лучей не был решен опытами Рентгена. Будут ли они представлять собой поток корпускул или волн, оставалось неясным, так как Рентгену не удалось получить с этими лучами никаких волновых явлений и вместе с тем было определенно установлено, что рентгеновские лучи не отклоняются магнитным и электрическим полем. Правда, в 1899 г. Гага и Винд получили фотографию в рентгеновских лучах от узкой клинообразной щели, изготовленной из платиновой пластинки толщиной 0,5 мм, и имевшей в наиболее широкой части ширину несколько тысячных миллиметра. На полученной ими фотографии было отчетливо заметно дифракционное расширение по мере сужения щели. Чтобы получить аналогичное расширение со светом, его длина волны должна быть порядка $2 \cdot 10^{-8}$ см.

Д. Д. Томсон, применяя теорию Лармора об излучении ускоренным электроном, выдвинул идею, что рентгеновские лучи являются электромагнитными импульсами, возникающими при торможении электронов. При этом Томсон выводил формулу Лармора, пользуясь картиной движущихся фарадеевских трубок. Эта картина навела его на чрезвычайно интересную мысль о зернистой структуре волнового фронта.

«Такой взгляд на свет как на что-то вызванное колебаниями туго натянутых фарадеевских трубок, — писал Томсон, — возбуждает еще один вопрос, по-моему, никем еще не отмеченный. Нельзя думать, что фарадеевские трубки, простирающиеся в эфире, всецело заполняют его. Надо скорее смотреть на них как на отдельные нити, находящиеся в эфире и придающие последнему волоконистое строение; в таком случае с той точки зрения на световую волну, которую мы приняли, сама волна должна иметь известное строение, и фронт волны, вместо того чтобы быть равномерно освещенным, должен был бы представлять серию светлых пятен на тем-

ном фоне, причем светлые пятна соответствовали бы тем местам, где фарадеевские трубки перерезают фронт волны».

Эта цитата приведена нами из лекций Томсона, прочитанных в Иельском университете в мае 1903 г. и вышедших отдельной книгой под названием «Электричество и материя» в конце 1903 г. Высказанный здесь взгляд не является случайным, он был повторен, правда без ссылки на фарадеевские трубки, в неоднократно цитировавшейся нами книге «Прохождение электричества через газы». Разбирая ионизацию газов рентгеновскими лучами, Томсон обращает внимание на тот факт, что даже при прохождении интенсивного потока лучей число ионизированных молекул газа составляет ничтожную часть всех молекул, на которые падает волновой фронт. Он указывает, что это может быть объяснено, например, тем, что волновой фронт рентгеновских лучей имеет зернистую структуру, так что места с активной энергией чередуются с местами нулевой интенсивности. Мы приведем объяснение Томсона по книге «Электричество и материя», где оно выражено особенно четко. «Трудность в объяснении этой слабой ионизации отпадает, если, вместо того чтобы рассматривать фронт рентгеновской волны однообразным, мы предположим, что он состоит из очень ярких пятен, разделенных промежутками, где яркость очень мала, потому что в этом случае не только все молекулы, а, вероятно, даже разные части одной и той же молекулы подвергаются различным условиям; этот случай аналогичен пучку катодных лучей, проходящих через газ; при этом число молекул, проходящих в столкновение с лучами, может быть малой частью всего числа молекул».

Эти поразительные идеи дали основание автору известной «Истории эфира и магнетизма» Э. Уайттекеру для вполне оправданного утверждения, что в этих высказыва-

ниях Томсона содержится начало концепции «игольчатого излучения» Эйнштейна».

АТОМ ТОМСОНА

Но в книге Томсона содержится не только эта замечательная идея. Он вплотную подходит к решению задачи о строении излучающего атома. Сегодня всем хорошо известна эта модель, покинутая наукой для модели Резерфорда—Бора. Но любопытно, что современная наука время от времени вспоминает о построениях Томсона не только с целью критики. Томсон проявил огромную изобретательность, пытаясь найти сочетания электронов в атоме, наилучшим образом удовлетворяющие требованиям химиков и спектроскопии. Предшественником Томсона в этой модели явился его знаменитый однофамилец Вильям Томсон (лорд Кельвин). В 1902 г. в статье, носившей характерное название «Эпинус атомизированный», в которой он вспоминает о теории современника Ломоносова, петербургского академика Э п и н у с а, он выдвинул модель атома Эпинуса. Атом Эпинуса представляет собой равномерно заряженную положительным электричеством сферу, в центре которой находится отрицательный электрон. Д. Д. Томсон развил эту модель, предполагая, что внутри сферы вращаются электроны, число и конфигурация которых зависят от природы атома. Эту концепцию, намеченную им в его книге, он развил в специальной статье 1904 г. и затем в лекциях, читанных весной 1906 г. в Королевском институте. Эти лекции составили его известную книгу «Корпускулярная теория вещества», вышедшую в 1907 г. Он предполагает, что электроны (называемые им в то время корпускулами) «являются существенной частью в структуре атомов различных элементов». Эти частицы распределены в положительно заряженной части атома, которую он для удобства математических расче-

тов представляет равномерно заряженной сферой. Основную проблему своей теории атома он формулирует так:

«Каким образом должны располагаться 1, 2, 3, ..., вообще n корпускул, если поместить их в шаре, причем совокупность отрицательных зарядов на корпускулах равна положительному заряду в шаре».

В случае одного электрона получаем простую комбинацию «атома Эпинуса». Рассчитывая энергии шара с двумя корпускулами и двух шаров, каждый с одной корпускулой в центре, Томсон находит, что энергетически выгоднее будет первая система. «Следовательно, группа двух корпускул внутри одного шара будет иметь большую устойчивость, чем группа из двух шаров с одной корпускулой в каждом». Далее он разбирает случаи 3, 4 и 6 корпускул. Он указывает далее, что общая задача, поставленная им, очень сложна, и ему не удалось решить ее. Однако в частном случае, когда корпускула лежит в одной плоскости, проходящей через центр шара, ему удалось найти решение, которое он и опубликовал в статье, упомянутой выше и вышедшей в марте 1904 г. В книге же Томсон приводит только результаты этой статьи. Оказывается, что для равновесия при числе корпускул больше 5 они должны располагаться в виде системы концентрических колец. Томсон получил следующие числа для электронов в кольцах.

До числа 5 все корпускулы располагаются в одном кольце, в котором последовательно будет 1, 2, 3, 4, 5 электронов. Далее идут группы с двумя кольцами с числами электронов в них

5	6	7	8	8	8	9	10	10	10	11
1	1	1	1	2	3	3	3	4	5	5

Затем группа с тремя кольцами, четырьмя, пятью, шестью и наконец семью:

24	24	24	24	24	24	24	24
21	21	21	21	21	21	21	21
17	18	18	18	18	18	18	19

15	15	15	15	16	16	16
11	11	11	11	11	12	12
5	5	6	7	7	7	7
1	1	1	1	1	1	1

Для экспериментального обоснования этих чисел Томсон ссылается на старые опыты (1879) американского физика А. М. Майера. Майер изготовил большое количество маленьких магнитов, представляющих собой намагниченные стальные иголки. Эти иголки воткнуты в пробковые кружочки, плавающие на поверхности воды. Они-то и имитируют корпускулы Томсона. Так как все иголки обращены наружу одинаковыми полюсами, то они взаимно отталкиваются. Притягательная сила исходит от помещенного над ними большого магнита, полюс которого противоположен по знаку полюсам стрелок и обращен к ним. Сила, исходящая из большого магнита, дает составляющую параллельную поверхности воды и направленную к точке, расположенной под полюсами. Эта составляющая приблизительно пропорциональна расстоянию от этой точки. Опыт дает те конфигурации стрелок, которые соответствуют числам, полученным Томсоном. «Эта экспериментальная иллюстрация, — пишет Томсон, — приводит к такому же заключению, как и аналитическое исследование: группа корпускул, находящихся в одной плоскости, располагается в виде ряда колец, и число корпускул в кольце возрастает с увеличением его радиуса».

Распределение корпускул в кольцах (первая модель оболочек!), по Томсону, обнаруживает определенные сходства в вертикальных столбцах его таблицы. Так, например, в первом вертикальном столбце его таблицы идет группа из 5 и 1 корпускул, затем группа 11, 5, 1 корпускул, за ней 15, 11, 5, 1, далее 17, 15, 11, 5, 1 за нею 21, 17, 15, 11, 5, 1 и наконец 24, 21, 17, 15, 11, 5, 1. Как видим, каждая последующая

группа отличается от предыдущей добавлением нового кольца. Поэтому атомы, стоящие в одном столбце, имеют много общего как в оптических, так и других физических свойствах, а также в химических свойствах. «Словом, мы можем ожидать, что различные элементы, соответствующие группам корпускул в одном и том же вертикальном столбце, имеют много общих свойств как химических, так и физических».

Модель Томсона отнюдь не статическая, как часто ее представляют в учебниках. Это динамическая модель оболочек. Корпускулы в каждой оболочке (кольце) совершают периодические движения, которые Томсон называет колебаниями. Эти колебания бывают двух родов, во-первых, вращения корпускул по круговым орбитам. При одинаковой скорости вращения корпускул в атомах «число колебаний, обусловленных вращением кольца корпускул, пропорционально их числу в кольце». «Поэтому, — продолжает Томсон, — спектр каждого из элементов, соответствующих корпускулярным группам, помещенным в одном вертикальном столбце таблицы, должен обнаружить ряд линий, числа колебаний которых находятся в постоянном отношении друг к другу; отношение это равно отношению чисел, выражающих количества корпускул в различных кольцах».

Исследуя устойчивость комбинаций электронов, Д. Д. Томсон дает физическую интерпретацию валентности.

Таким образом, Томсон предпринял первую реальную попытку найти физическое объяснение химическим свойствам атомов и периодического закона Менделеева. Оценивая эту попытку, выдающийся русский химик Л. А. Чугаев писал: «Атомы модели Томсона в их взаимоотношении действительно представляют многие черты, характеризующие периодическую систему. Правда, мы не находим еще здесь полного подобия между дей-

ствительностью и ее теоретическим воспроизведением, но это не удивительно, так как Томсон простоты ради должен был сузить свою задачу, искусственно свести расположение электронов к одной плоскости, т. е. допустить расположение, которое а priori едва ли можно считать правдоподобным. Кроме того, положительная сфера, вопреки его собственному мнению (Чугаев имеет в виду идею Томсона о неоднородности положительной сферы, состоящей из более плотного ядра и менее плотной периферии), принимается однородной. Во всяком случае, в теории кольчатого строения атомов мы имеем замечательную попытку найти новый путь для решения самой глубокой проблемы химии, и можно надеяться, что дальнейшее развитие этой теории приведет к результатам первостепенной важности*. Мы знаем, что теория Томсона не оправдала возлагаемых на нее надежд, тем не менее ее важное значение в истории атомной физики не подлежит сомнению.

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В отличие от многих, распространенных в то время спекуляций о строении атома модель Томсона базировалась на физических фактах, которые не только оправдывали модель, но и давали определенные указания на число корпускул в атоме. Первым таким фактом является рассеяние рентгеновских лучей, или, как говорил Томсон, возникновение вторичных рентгеновских лучей. Томсон рассматривает рентгеновское излучение как электромагнитные пульсации. Когда такие пульсации падают на атомы, содержащие электроны, то электроны, приходя в ускоренное движение, излучают как это и описывает формула Лармора. Количество энергии, излучаемое в единицу времени элект-

ронами, находящимися в единице объема, будет

$$S = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3} N,$$

где N — число электронов (корпускул) в единице объема. С другой стороны, ускорение электрона

$$\dot{v} = -\frac{e}{m} E_p,$$

где E_p — напряженность поля первичного излучения. Следовательно, интенсивность рассеянного излучения

$$S = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^4}{c^3 m^2} N E_p^2.$$

Так как интенсивность падающего излучения согласно теореме Пойнтинга равна

$$P = \frac{c}{4\pi} E_p^2,$$

то отношение рассеянной энергии к первичной

$$\frac{S}{P} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} N.$$

Эта формула и была опубликована Томсоном во втором издании его книги «Conduction of Electricity through Gases», вышедшем в 1906 г. Вывод Томсона был подтвержден опытами Ч. Г. Баркла.

Чарлз Гловер Баркла, получивший в 1917 г. Нобелевскую премию за открытие характеристических рентгеновских лучей, был в 1899—1902 гг. «студентом-исследователем» (аспирантом) у Томсона в Кембридже, и здесь он заинтересовался рентгеновскими лучами. В 1902 г. он был преподавателем университетского колледжа в Ливерпуле, и здесь в 1904 г. он, исследуя вторичное рентгеновское излучение, обнаружил его поляризацию, которая вполне совпадала с теоретическими предсказаниями Томсона. В окончательном опыте 1906 г. Баркла заставлял первичный пучок рассеиваться атомами углерода. Рассеянный пучок падал перпендикулярно первичному пучку и здесь вновь рассеивался углеродом. Этот третичный пучок был полностью поляризован.

* «Итоги науки в теории и практике», т. II. М., Изд-во «Мир», 1911, стр. 573.

Изучая рассеяние рентгеновских лучей от легких атомов, Баркла в 1904 г. нашел, что характер вторичных лучей таков же, как и первичных. Для отношения интенсивности вторичного излучения к первичному он нашел величину, не зависящую от первичного излучения, пропорциональную плотности вещества:

$$\frac{S}{P} = k\rho.$$

Из формулы Томсона

$$\frac{S}{P} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2c^4} \cdot N$$

следует

$$k = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2c^4} \frac{N}{\rho}.$$

Но плотность $\rho = n \frac{A}{L}$, где A — атомный вес атома, n — число атомов в 1 см^3 , L — число Авогадро. Следовательно,

$$k = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m^2c^4} \frac{N}{n} \frac{L}{A}.$$

Если положить число корпускул в атоме равным Z , то $N = nZ$ и

$$k = K \cdot \frac{Z}{A},$$

где

$$K = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4L}{m^2c^4}.$$

Если подставить к правой части этого выражения значения e , m , L , то найдем K . В 1906 г., когда числа e и m не были точно известны, Томсон нашел из измерений Баркла для воздуха, что $Z = A$, т. е. число корпускул в атоме равно атомному весу. Значение K , полученное для легких атомов Баркла еще в 1904 г., было $K = 0,2$. Но в 1911 г. Баркла, воспользовавшись уточненными данными Бухерера для $\frac{e}{m}$, значениями e и L , полученными Резерфордом и Гейгером, получил $K = 0,4$, и следовательно, $Z = \frac{A}{2}$. Как оказалось несколько позже, это соотношение хорошо выполняется в обла-

сти легких ядер (за исключением водорода).

Теория Томсона помогла разобраться в ряде вопросов, но еще большее число вопросов оставляла нерешенными. Решительный удар этой модели был нанесен опытами Резерфорда 1911 г., о которых будет сказано дальше.

Сходную кольцевую модель атома предложил в 1903 г. японский физик Нагаока. Он предположил, что в центре атома находится положительный заряд, вокруг которого обращаются кольца электронов наподобие колец Сатурна. Ему удалось вычислить периоды колебаний, совершаемые электронами при незначительных смещениях на своих орбитах. Частоты, полученные таким образом, более или менее приближенно описывали спектральные линии некоторых элементов*.

25 сентября 1905 г. на 77-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей с докладом об электронах выступил В. Вин. В этом докладе он, между прочим, говорил следующее: «Большую трудность представляет для электронной теории также объяснение спектральных линий. Так как каждому элементу соответствует определенная группировка спектральных линий, которые он испускает, находясь в состоянии свечения, то каждый атом должен представлять неизменную систему. Проще всего было бы представлять атом как планетарную систему, состоящую из положительно заряженного центра, вокруг которого обращаются, подобно планетам, отрицательные электроны. Но такая система не может быть неизменной вследствие излучаемой электронами энергии. Поэтому мы вынуждены обратиться к системе, в которой электроны находятся в относительном покое или обладают

* Следует отметить также, что планетарная модель атома была предложена в 1901 г. Ж. Перреном. Об этой своей попытке он упоминал в Нобелевской лекции, прочитанной 11 декабря 1926 г.

ничтожными скоростями — предположение, в котором содержится много сомнительного».

Сомнения эти еще более увеличивались по мере открытия новых загадочных свойств излучения и атомов.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ КВАНТ

ПРОБЛЕМА ЧЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

День 14 декабря 1900 г., когда Планк в докладе на заседании Немецкого физического общества в Берлине ввел для обоснования найденного им закона излучения гипотезу о дискретных количествах энергии — квантах, навсегда вошел в историю науки как день рождения квантовой теории. Предполагая величину кванта энергии пропорциональной частоте $\epsilon = h\nu$, Планк показал, что классический осциллятор не может обладать средней энергией kT , как это должно было бы быть по теореме о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы, а энергией, соответствующей его частоте:

$$U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

«Мы видим, — писал по поводу этого выражения 8 мая 1909 г. Планк, — что о равномерном распределении энергии между различными резонаторами здесь не может быть и речи». Используя найденную им связь между энергией равновесного излучения в единице объема поля излучения и средней энергией осциллятора

$$E(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} U,$$

Планк получает свою знаменитую формулу для спектрального распределения энергии излучения:

$$E(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Эта формула дает прекрасное совпадение с опытом. Из нее получа-

ются закон Стефана—Больцмана и закон Вина. Постоянные, входящие в выражения этих законов, благодаря формуле Планка оказались связанными с атомными постоянными k и h . Знание постоянной Больцмана k , которая, кстати сказать, была введена Планком, позволяет определить число Авогадро N и заряд электрона e . Из измерений Луммера и Прингсгейма, проведенных в 1899 г., Планк вычислил эти величины и нашел

$$k = 1,346 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}, \\ h = 6,548 \cdot 10^{-27} \text{ эрг/сек},$$

$$n = \frac{N}{V_{\text{мол}}} = 2,76 \cdot 10^{19} \text{ молекул в } 1 \text{ см}^3, \\ e = 4,69 \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл.-ст. единиц}.$$

Это были первые и наиболее точные в то время определения атомных величин. Для сравнения укажем, например, что определения заряда электрона, проведенные в лаборатории Кавендиша в Кембридже, давали значение $e = 3,1 \cdot 10^{-10}$.

Формула Планка была также подтверждена измерениями Пашена (1901). Правда, Луммер и Прингсгейм критиковали результаты Пашена, считая, что они недостаточно обосновывают формулу Планка, однако Пашен в том же году опроверг эту критику. «Новейшие опытные исследования Пашена также указывают на сравнительно большую точность формулы Планка», — отмечал в 1901 г. известный русский физик В. А. Михельсон.

Приведенная выше выдержка была взята из доклада В. А. Михельсона, в котором впервые в русской литературе упоминается гипотеза Планка о квантах света. «Это, как мне кажется, одно из наиболее любопытных заключений теории Планка. Хотя это заключение вполне логично вытекает из всего предыдущего (т. е. хода рассуждений Планка, воспроизведенного Михельсоном. — П. К.), тем не менее физический смысл его представляется еще далеко недостаточно выясненным».

Вот эта «недостаточная выясненность» новой идеи и помешала физикам сразу и безоговорочно принять теорию Планка, несмотря на ее несомненные успехи. Сам Планк не очень благосклонно относился к выдвинутой им гипотезе квантования энергии и пытался, как он сам пишет, «как-то ввести h в рамки классической теории».

Ввести проблему черного излучения в рамки классической теории пытались Г. А. Лоренц, Д. Д. Томсон и Д. Джинс.

В период 1901—1905 гг. Лоренц выступил с рядом статей, посвященных проблеме теплового излучения. В первой из этих статей — «Теория излучения и второй закон термодинамики», — опубликованной в 1901 г., Лоренц пытается выяснить возможность применения второго принципа термодинамики, связанного по Больцману с нестройностью теплового движения, к излучению, которое с точки зрения теории Максвелла подчиняется регулярным уравнениям электромагнитного поля. То, что законы Стефана—Больцмана и Вина подтверждаются опытом, указывает на применимость второго начала термодинамики к явлениям излучения. Но тогда получается любопытное следствие. Поскольку всякое тело, помещенное в полость, заполненную эфиром и окруженную идеально отражающими стенками, приходит в равновесное состояние, при котором объемная плотность энергии будет универсальной функцией длины волны и температуры, то это означает, что в отношении излучения различные тела являются чем-то сходными между собой. Это сходство Лоренц усматривает в представлении об электронах как составных частях материи. Применяя соотношения размерности для различных физических величин и уравнения электронной теории, Лоренц приходит к выводу, что законы Вина и Стефана—Больцмана будут удовлетворены, если заряд электрона остается инвариантной величиной. Касаясь вы-



М. Планк.

вода Планка, Лоренц называет его «интересным», но полагает, что будущая теория излучения будет строиться на принципах электронной теории. Интересно, что одним из следствий развитых Лоренцем соображений является вывод о возможности построения универсальной системы единиц, которая должна основываться на таких величинах, как скорость света, гравитационная постоянная, заряд электрона и средняя кинетическая энергия молекулы. Современная атомная физика реализовала в измененном виде эту идею Лоренца. Целью исследования Лоренца было выяснение условия применимости второго начала термодинамики к излучению. Вид универсальной функции излучения он оставил неопределенным, хотя и упоминает о формуле Планка. Задачу определения функции распределения энергии излучения по спектру он решает в 1903 г. в статье «Об испускании и поглощении тепловых лучей большей длины волны металлами».

Непосредственным поводом к этой работе Лоренца послужили эксперименты Э. Хагена и Р. Рубенса, которые исследовали отражательную способность металлов,

показали в том же, 1901 г., в каком появилась работа Лоренца, что между электропроводностью и отражательной способностью металлов для больших длин волн существует связь. «Из этого результата следует, — писал Лоренц в своей статье, — что теория, которая может дать адекватную идею механизма токов проводимости, будет также достаточно для объяснения поглощения лучей, использованных в этих экспериментах».

Поэтому Лоренц строит теорию излучения металлами, опираясь на теорию электропроводности металлов, развитую Друде и им самим. Прежде чем перейти к изложению предпосылок этой теории и соответствующим им расчетам, Лоренц останавливается на формуле Планка и его гипотезе квантов. Он указывает, что гипотеза квантов является существенной частью теории Планка, и обращает внимание на то, что в этой теории «вопрос о механизме, посредством которого теплота тела производит электромагнитные колебания в эфире, остается открытым». «Тем не менее, — продолжает Лоренц, — результаты Планка весьма замечательны. Его формула очень точно представляет энергию излучения для всех значений длин волн...» Теория же самого Лоренца, развиваемая им в разбираемой статье, с самого начала, — и это он подчеркивает, — ограничивается длинными волнами.

В отличие же от Планка, который предполагает, что излучающее тело состоит из резонаторов различных частот, Лоренц предполагает, что излучение производится электронами, находящимися в тепловом движении, среднюю кинетическую энергию такого движения он принимает равной αT . Эти электроны в моменты соударений становятся центрами излучения. Таким образом, излучение нагретой пластинки, по Лоренцу, состоит из нерегулярных аperiодических импульсов. Эти импульсы могут быть разложены в ряд Фурье. В предположении, что

время свободного пробега значительно меньше периода колебаний, Лоренц подсчитывает излучение, частоты которого лежат в пределах от n до $n + dn$, а длины волн соответственно от λ до $\lambda - d\lambda$. Отсюда он вычисляет плотность энергии излучения, которая равняется

$$\frac{2\alpha n^2 T}{3\pi^2 c^3} dn,$$

или выражая, ее через длины волн, получим значение

$$\frac{16}{3} \cdot \frac{\pi \alpha}{\lambda^4} T d\lambda.$$

Формула Планка дает для плотности энергии излучения величину

$$\frac{8\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1}.$$

Для больших длин волн это выражение переходит в $\frac{8\pi kT}{\lambda^4} d\lambda$. Это выражение совпадает с выражением Лоренца, если положить

$$\alpha = \frac{3}{2} k.$$

«Но средняя кинетическая энергия молекулы газа, — замечает Лоренц, — согласно Планку должна быть $\frac{3}{2} kT$ и обозначалась в предыдущем изложении через αT . Здесь, таким образом, обнаруживается полное согласие между двумя теориями для случая длинных волн, и это, конечно, замечательный вывод, поскольку фундаментальные предпосылки теории весьма различаются друг от друга».

Заметим, что формула Лоренца совпадает с формулой, полученной Рэлеем в июне 1900 г., т. е. за полгода до доклада Планка. Рэлей исходил из принципов классической статистики, краеугольным камнем которой является теорема о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы. Выражение для средней энергии молекулы одноатомного газа $\frac{3}{2} kT$ и

получено в соответствии с этой теоремой. Применимость классической статистики к электронам в металле является, следовательно, фундаментальной предпосылкой к теории Лоренца. Другой предпосылкой является теорема Лармора об излучении ускоренно движущегося электрона. Энергия, излученная таким электроном в единицу времени, составляет

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \dot{f},$$

где $\dot{f}$ — ускорение электрона, а полное количество испущенной электроном энергии за все время его движения равно

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{f} dt.$$

Д. Д. Томсон в 1905—1906 гг. развивал теорию излучения для всех длин волн, основываясь на приведенном выше выражении для энергии, излученной ускоренно движущимся электроном. Если представить, что частица, выйдя из состояния покоя, в течение промежутка времени t_1 двигалась с постоянным ускорением $\dot{f} = \beta$ и, достигнув к концу этого промежутка некоторой скорости, движется затем равномерно в течение промежутка времени t_2 , в конце которого она, сталкиваясь, получает ускорение $-\beta$, и в течение промежутка времени t_1 приходит в состояние покоя. Таким образом, частица в промежутки времени от $t = -\infty$ до $t = -\left(t_1 + \frac{t_2}{2}\right)$ имеет ускорение $\dot{f} = 0$.

от $t = -\left(t_1 + \frac{t_2}{2}\right)$ до $t = -\frac{t_2}{2}$
имеет ускорение $\dot{f} = \beta$,

от $t = -\frac{t_2}{2}$ до $t = \frac{t_2}{2}$
имеет ускорение $\dot{f} = 0$,

от $t = \frac{t_2}{2}$ до $t = t_1 + \frac{t_2}{2}$
имеет ускорение $\dot{f} = -\beta$,

от $t = t_1 + \frac{t_2}{2}$ до $t = \infty$

имеет ускорение $\dot{f} = 0$.

Представляя такую меняющуюся ступенчато функцию интегралом Фурье, Томсон получает для $\dot{f}$ выражение:

$$\dot{f} = \frac{4\beta}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin q \frac{t_1}{2} \sin q \frac{t_1 + t_2}{2} \sin qt dq}{q}.$$

Рэлей показал в 1899 г., что для интеграла

$$\varphi(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \dot{f}_1(q) \sin qt dq$$

справедливо соотношение

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\varphi(t)]^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [\dot{f}_1(q)]^2 dq.$$

Отсюда

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \dot{f}^2 dt = \frac{16\beta^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq,$$

и энергия, излучаемая ускоренно движущимся электроном, будет

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{f}^2 dt &= \\ &= \frac{32}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^\infty \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq. \end{aligned}$$

Если в секунду в каждой единице объема излучающего вещества происходит s столкновений, то энергия, излучаемая единицей объема в секунду, будет

$$s \times \frac{32}{3} \cdot \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^\infty \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq.$$

Доля этой энергии, приходящаяся на интервал частот от q до $q + dq$, будет

$$s \times \frac{32}{3} \cdot \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq. \quad (A)$$

В случае Лоренца частота q очень мала в сравнении с $\frac{1}{t_1}$ или $\frac{1}{t_1 + t_2}$, а число столкновений $s = \frac{nu}{l}$, где u — скорость теплового движения, l — длина свободного пробега. В этом случае выражение (A) дает

$$nu \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{\pi c} \beta t_1^2 (t_1 + t_2)^2 q^2 dq. \quad (B)$$

Но $\beta = \frac{u}{t_1}$, и если время столкновения t_1 мало по сравнению со временем свободного движения t_2 , то $l = ut_2$ и это выражение принимает вид

$$nu \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{\pi c} l q^2 dq.$$

По теории Друде — Лоренца электропроводность

$$\sigma = \frac{1}{4} \cdot \frac{ne^2 l u}{kT}.$$

Отсюда энергия, излучаемая единицей объема металла, нагретой до температуры T в единицу времени, равна

$$\frac{8}{3} \cdot \frac{kT}{\pi c} \sigma q^2 dq.$$

Исследуя выражение (A), Томсон показывает, «что наибольшее количество энергии, как и следовало ожидать, соответствует тем волнам, в которых время колебания сравнимо с t_1 , т. е. с продолжительностью столкновения». Если время столкновения уменьшается с температурой, то максимум энергии с увеличением температуры сдвигается в сторону коротких волн.

В том же, 1905 г. Д. Джинс опубликовал статью «Распределение энергии между материей и эфиром». В этой работе Джинс исходил из теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы, распространяя ее и на эфир. Чтобы подсчитать число степеней свободы эфира, он подсчитывал число стоячих волн, содержащихся в кубе с идеально отражающими стенками.

Это число оказывается равным

$$Z = \frac{8\pi a^3}{3 c^3} V^3,$$

где a — ребро куба. Отсюда число колебаний, частоты которых заключены в пределах от ν до $\nu + d\nu$, будет

$$dZ = \frac{8\pi}{c^3} a^3 \nu^2 d\nu.$$

Считая, что на каждую степень свободы приходится энергия $\frac{1}{2} kT$, и учитывая, что энергия электромагнитного колебания складывается из двух равных в среднем частей: магнитной и электрической энергии, находим, что энергия электромагнитного излучения, содержащаяся в кубе с объемом $V = a^3$ в пределах частот от ν до $\nu + d\nu$, будет

$$dE_\nu = dz kT = \frac{8\pi}{c^3} V kT \nu^2 d\nu$$

и энергия единицы объема

$$u_\nu = \frac{8\pi}{c^3} kT \nu^2 d\nu$$

дает результат, совпадающий с результатом Рэлея, Лоренца и Томсона. Этот результат получается также как предельный случай и из формулы Планка. Но если у Планка, Лоренца и Томсона закон Рэлея — Джинса имеет ограниченное значение, оставаясь справедливым только для случая длинных волн, где он действительно подтверждается наблюдениями, то такой оговорки в теории Рэлея и Джинса нет. Предполагая универсальную применимость теоремы о равномерном распределении энергии, они получили формулу для плотности энергии равновесного излучения, резко противоречащую опыту. Формула Рэлея — Джинса не дает ни закона Стефана — Больцмана, ни закона смещения Вина. Согласно этой теории энергия излучения стремится к бесконечно большому значению для высоких частот. Такой парадоксальный вывод получил название «ультрафиолетовой катастрофы».

Упомянем еще об одной работе по теории излучения, опубликован-

ной в 1905 г. Это доклад П. С. Эренфеста «О физических предпосылках теории необратимых процессов излучения Планка», прочитанный им 9 ноября 1905 г. В этом докладе Эренфест анализирует термодинамические и статистические предпосылки четырех статей Планка, опубликованных в «Annalen der Physik»: «О необратимых процессах излучения» (т. 1), «Энтропия и температура лучистой теплоты» (т. 1), «О законе распределения энергии в нормальном спектре» (т. 4), «О необратимых процессах излучения» (т. 6). Касаясь в своем докладе гипотезы Планка, Эренфест указывает, что данный Планком закон распределения энергии в нормальном спектре основан на двух гипотезах: 1) Гипотеза о равновероятном распределении энергии по резонаторам и 2) Гипотеза, что энергия излучения состоит из мельчайших частиц энергии, имеющих величину

$$E_v = \nu \cdot 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ эрг.}$$

«Гипотеза (2), — пишет Эренфест, — которая, очевидно, в теперешнем виде может быть понята только формально, требует еще дальнейшей редукции. Насколько я могу видеть, для нее отсутствует аналог в теории Больцмана». Таким образом, Эренфест считает, что квантовая гипотеза Планка является чисто формальной и должна быть в дальнейшем сведена к чему-то другому. Но он уже видит, что гипотеза не имеет аналога в классической статистике Больцмана. Этой статьей заканчивается первый период развития квантовой теории, связанный с разработкой проблемы черного излучения. Гипотеза квантов еще считается временной, формальной. Однако попытки построить теорию излучения на классической основе, предпринятые в этот период Рэлеем, Лоренцем, Джинсом, приводят к закону Рэлея—Джинса, находящемуся в резком противоречии с опытом, за исключением области длинных волн.

НОВЫЙ ЭТАП В РАЗВИТИИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ (1905—1909)

1905-й год отмечен появлением работы, открывающей новую страницу в истории квантовой физики. Это знаменитая статья Эйнштейна «Об одной эвристической точке зрения, относящейся к возникновению и превращению света», появившаяся в том же 17-м томе «Annalen der Physik», в котором появилась его статья «К электродинамике движущихся сред». Такое совпадение не случайно, теория относительности требовала отказа от эфира и создания новых представлений о свете. Начало этих новых представлений и было положено статьей Эйнштейна. Правда, как мы видели, в 1903 г. Д. Д. Томсон, изучая действие рентгеновских лучей, пришел к

*Первая страница статьи Эйнштейна
о световых квантах.*

182

3. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt; von A. Einstein.

Zwischen den theoretischen Vorstellungen, welche sich die Physiker über die Gase und andere ponderable Körper gebildet haben, und der Maxwell'schen Theorie der elektromagnetischen Prozesse im sogenannten leeren Raume besteht ein tiefgreifender formaler Unterschied. Während wir uns nämlich den Zustand eines Körpers durch die Lage und Geschwindigkeit einer zwar sehr großen, jedoch endlichen Anzahl von Atomen und Elektronen für vollkommen bestimmt ansehen, bedienen wir uns zur Bestimmung des elektromagnetischen Zustandes eines Raumes kontinuierlicher räumlicher Funktionen; so daß also eine endliche Anzahl von Größen nicht als genügend anzusehen ist zu vollständiger Festlegung des elektromagnetischen Zustandes eines Raumes. Nach der Maxwell'schen Theorie ist bei allen rein elektromagnetischen Erscheinungen, also auch beim Licht, die Energie als kontinuierliche Raumfunktion aufzufassen, während die Energie eines ponderablen Körpers nach der gegenwärtigen Auffassung der Physiker als eine über die Atome und Elektronen erstreckte Summe darzustellen ist. Die Energie eines ponderablen Körpers kann nicht in beliebig viele, beliebig kleine Teile zerfallen, während sich die Energie eines von einer punktförmigen Lichtquelle ausgehenden Lichtstrahles nach der Maxwell'schen Theorie (oder allgemeiner nach jeder Undulationstheorie) des Lichtes auf ein mit wachsendem Volumen sich kontinuierlich verhält.

Die mit kontinuierlichen Raumfunktionen operierende Undulationstheorie des Lichtes hat sich zur Darstellung der von optischen Phänomenen vorzüglich bewährt und wird wohl nie durch eine andere Theorie ersetzt werden. Es ist jedoch im Auge zu behalten, daß sich die optischen Beobachtungen auf zeitliche Mittelwerte, nicht aber auf Momentanwerte beziehen, und es ist trotz der vollständigen Bestätigung der Theorie der Beugung, Reflexion, Brechung, Dispersion etc. durch das

представлению о прерывном волновом фронте, превосходящем будущую эйнштейновскую идею «игольчатого» излучения.

Эйнштейн начинает с сопоставления классических представлений о материи и поле. «Состояние тела, — пишет он, — полностью определено положением и скоростями хотя и очень большого, но все же конечного числа атомов и электронов; для определения же электромагнитного состояния мы пользуемся непрерывными функциями координат, и поэтому конечного числа величин недостаточно для полного описания электромагнитного состояния пространства... Энергия весомых тел не может быть разложена на произвольно большое число произвольно малых частей, тогда как энергия светового луча, излучаемого точечным источником света, по теории Максвелла (и вообще по любой волновой теории) непрерывно распределяется по возрастающему объему».

Эйнштейн полагает, что волновую теорию света нельзя отбросить. «Она является вполне подходящей для представления чисто оптических явлений и никогда не будет заменена другой теорией». Однако оптические опыты относятся не к мгновенным, а к средним по времени величинам, и поэтому вполне возможно, что в процессах превращения и испускания света она придет в противоречие с опытом. «Действительно, — пишет Эйнштейн, — как мне кажется, наблюдения над «черным излучением», фотолюминесценцией, генерацией катодных лучей ультрафиолетовым светом и некоторые другие группы явлений могут быть лучше поняты, если допустить дискретное распределение энергии в пространстве. Поэтому он допускает, что энергия светового луча «состоит из конечного числа локализованных в точках пространства квант энергии, которые движутся, не делясь, и могут поглощаться и испускаться только как целое». Как видим, Эйнштейн почти буквально воскрешает ньютоновскую корпуску-

лярную концепцию света. Содержание его статьи состоит в обосновании этой точки зрения. Он рассматривает в первую очередь трудность теории «черного излучения», заключающуюся в том, что классическая статистика приводит к закону Рэлея, который не только противоречит опыту, но и означает также, «что вообще не может быть равновесия между эфиром и материей».

Заметим, что Эйнштейн по всей вероятности не знал статьи Рэлея 1900 г. (он о ней не упоминает) и по существу самостоятельно выводит закон Рэлея, опираясь на соотношение Планка между плотностью энергии излучения и средней энергией осциллятора, которую он полагает равной kT .

Эйнштейн упоминает далее о законе излучения Планка, который вполне оправдывается опытом. При этом оказывается, что классические основы будут тем более применимы, чем больше плотность энергии излучения и длина волны, «но для малых длин волн и малых плотностей излучения» они совершенно непригодны.

И Эйнштейн останавливается на законе излучения Вина:

$$P = a\nu^3 e^{-\frac{b\nu}{T}},$$

который хорошо согласуется с опытом для больших значений ν/T . Из этого закона он получает выражение для энтропии излучения

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta\nu} \ln \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right).$$

«Это уравнение показывает, что энтропия монохроматического излучения достаточно малой плотности изменяется с объемом по тому же закону, как и энтропия идеального газа или разбавленного раствора».

Используя соотношение Больцмана между энтропией и вероятностью

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W$$

и полагая вероятность того, что n молекул находятся в объеме v , со-

ставляющем часть v_0 , равном (по теореме умножения вероятностей)

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^n,$$

он пишет соотношение Больцмана в виде

$$S - S_0 = R \left(\frac{n}{N} \right) \ln \left(\frac{v}{v_0} \right).$$

Сравнивая это выражение с написанным выше выражением энтропии виновского излучения, Эйнштейн приходит к важному выводу: «Если монохроматическое излучение частоты ν и энергии E заключено (с помощью зеркальных стенок) в объем v_0 , то вероятность того, что в некоторый произвольный момент времени вся энергия излучения будет содержаться в части v всего объема v_0 , равняется

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{N}{R} \cdot \frac{E}{\beta \nu}},$$

откуда следует:

«Монохроматическое излучение ничтожной плотности (в пределах применимости закона Вина) ведет себя в термодинамическом отношении так, как если бы это состояло из независимых друг от друга квантов энергии величиной $\frac{R\beta}{N} \nu$ ».

Эйнштейн не пользуется обозначениями Планка h и $k = \frac{R}{N}$. Постоянная β , фигурирующая в его формулах, связана с этими величинами соотношением

$$\beta = \frac{h}{k}.$$

Далее Эйнштейн останавливается на физических явлениях, оправдывающих принятую им точку зрения. Он показывает, что правило Стокса по его теории принимает простой смысл: квант энергии возбужденного излучения не может быть больше кванта энергии возбуждающего излучения:

$$\frac{R}{N} \beta \nu_2 \leq \frac{R}{N} \beta \nu_1,$$

$$\nu_2 \leq \nu_1.$$

Эйнштейн указывает на возможность отклонения от закона Стокса, когда, во-первых, при большем числе возбуждающих квант квант возбужденного света может получить энергию от нескольких квант одновременно, и, во-вторых, когда возбуждающее излучение «не-виновское». Особенно удачным оказалось применение теории Эйнштейна к фотоэффекту. Он указывает, что обычные представления оптики не могут описать факты, найденные в «революционной работе» Ленарда по фотоэффекту (1902). Для описания фактов фотоэффекта (начало открытия которых было положено классическими исследованиями А. Г. Столетова, 1888—1889) Эйнштейн пишет свое знаменитое уравнение

$$P\varepsilon = \frac{R}{N} \beta \nu - P.$$

Здесь P означает величину удерживающего потенциала, останавливающего фотоэлектроны, обладающие скоростью v , e — заряд электрона, P — работа выхода электрона из металла. Так как $P\varepsilon = \frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия фотоэлектрона, то записанное выше уравнение есть хорошо знакомое уравнение:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - P.$$

«Если выведенная формула правильна, — пишет Эйнштейн, — то P как функция частоты возбуждающего света должна представляться в декартовых координатах прямой, наклон которой не зависит от природы исследуемой субстанции». Забегая вперед, скажем, что в 1916 г. Милликен получил эту прямую. До этих опытов измерения скоростей фотоэлектронов давали противоречивые результаты. Что касается опытов Ленарда, на которые ссылался Эйнштейн, то он мог только сказать, что они «не находятся в противоречии» с его теорией, количественного совпадения эти опыты еще не могли дать. Эйнштейн ука-



В. Нернст.

зал далее на возможность проверки его теории в процессах фотоионизации. Если работа ионизации молекулы равна I , то, для того чтобы квант света мог ионизовать молекулу, его энергия должна быть (в расчете на грамм-эквивалент)

$$R\beta\nu \geq I.$$

Эйнштейн ссылается здесь на измерения ионизационного напряжения Штарком. Заметим, что И. Штарк в 1908 г. установил соотношение между ионизационным потенциалом и ультрафиолетовой границей полосатого спектра газа:

$$h\nu = I.$$

Этот результат Штарка был, по-видимому, одним из первых, если не первым, в которых использовалась теория световых квантов Эйнштейна. Вообще же эта теория при ее появлении не встретила поддержки у физиков. М. Борн рассказывает, что когда он в 1906 г. осенью приехал к Луммеру и Прингсгейму, чьи экспериментальные работы по черному излучению сыграли такую выдающуюся роль в возникновении квантовой теории, то там гипотезу Планка рассматривали «как предварительную рабочую гипотезу, а

световые кванты Эйнштейна всерьез не принимали».

И даже когда Планк, Нернст, Рубенс и Варбург уже в 1913 г. представляли кандидатуру Эйнштейна Берлинской Академии наук, то в своем отзыве они, между прочим, писали: «То, что он (Эйнштейн) в своих рассуждениях иногда выходит за пределы цели, например в своей гипотезе световых квантов, не следует слишком сильно ставить ему в упрек (!)». Вот как даже ведущие физики того времени оценивали смелые идеи Эйнштейна.

Но Эйнштейн продолжал разрабатывать новые идеи и вскоре описал новое поле приложения гипотезы квант. Речь идет о теории теплоемкости.

К началу 1906 г. В. Нернст установил, что основные положения классической теории теплоемкости газов и твердых тел, согласно которым теплоемкость не зависит от температуры, неверны. Нернст показал, что теплоемкости твердых тел при очень низких температурах становятся исчезающе малыми. 23 декабря 1905 г. Нернст сделал сообщение в Геттингенском обществе точных наук, в котором он дал первое изложение открытого им теплового закона.

«Я пришел тогда к противоречащему всем прежним воззрениям выводу, что теплота испарения при низких температурах сначала увеличивается, достигает максимума, и лишь потом начинает падать по известному нам закону; и благодаря этому согласно первому закону термодинамики удельная теплоемкость сильно падает при низких температурах».

И вот этот непонятный с классической точки зрения вывод Эйнштейн в 1907 г. истолковал теоретически, опираясь на квантовые представления, и тем самым расширил область квантовой физики. Работы Эйнштейна, Нернста, Линдемана, Дебая, Борна и других по квантовой теории теплоемкости мы рассмотрим в другой главе. Здесь мы

только отметим, что эта работа вызвала широкий резонанс и способствовала укреплению идеи об универсальной природе постоянной Планка. На всеобщий характер квантовых представлений и, прежде всего, в связи с квантовой теорией теплоемкости указал в 1913 г. Планк. Он говорил: «Квантовая гипотеза возникла в области теплового излучения. Однако она намечается, после совпадающих и всегда ясных результатов работ различных исследователей, получить глубокое истолкование законов материальных процессов, не исключая химических».

Во всяком случае, после 1907 г. теория квантов начала привлекать все более и более внимание физиков и физико-химиков. 21 сентября 1909 г. на 81-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Зальцбурге Эйнштейн выступил с программным докладом «О развитии наших воззрений на строение и сущность излучения». В начале доклада Эйнштейн подчеркивает, что явления интерференции и дифракции приводят к выводу, что свет следует представлять как волновое движение. Такое представление влечет за собой другое — представление о среде, являющейся носителем этого движения, световом эфире. «Существование такого светового эфира, — пишет Эйнштейн, — кажется несомненным. В вышедшем в 1902 г. первом томе превосходного учебника физики Хвольсона во введении встречается положение: «Вероятность гипотезы существования эфира чрезвычайно близко граничит с достоверностью».

Заметим здесь, что в 1923 г. в новом издании своего курса О. Д. Хвольсон писал во введении об эфире: «За последние годы эти, недавно господствовавшие взгляды (об эфире. — П. К.) подверглись коренному изменению и старые, почти забытые агенты, вновь появились, хотя и в измененной форме» (курсив мой. — П. К.).

Возвратившись к докладу Эйнштейна, мы поймем, что имеет в ви-

ду Хвольсон в подчеркнутых нами словах. Впрочем, дальше Хвольсон совершенно четко говорит об отношении к эфиру Эйнштейна и ряда других физиков. «Они (т. е. Эйнштейн и другие. — П. К.) совершенно отказываются от эфира, отрицают его существование, подчеркивает Хвольсон, — ... Гипотеза бесполезна, если ею нигде не приходится пользоваться, и то, что такой гипотезой предлагается, можно без ущерба для науки вычеркнуть из списка того, чем она пользуется. Исключение эфира из этого списка непрерывно связано с мыслью, что лучистая энергия (например, видимый свет) представляет нечто самодовлеющее, нечто распространяющееся через абсолютно, в буквальном смысле слова, пустое пространство и может быть состоящее из отдельных квантов. Представляется, что спустя одиннадцать (и даже больше) лет Хвольсон находится под впечатлением работы Эйнштейна 1909 г. Ведь именно в этой работе Эйнштейн писал: «Но сегодня мы должны рассматривать гипотезу эфира как уже пройденный этап. Становится очевидным, что существует обширная группа фактов, относящихся к излучению, которые показывают, что свету следует приписывать некоторые фундаментальные свойства, которые значительно лучше описываются с точки зрения эмиссионной теории Ньютона, чем с точки зрения волновой теории».

Сопоставим это место доклада Эйнштейна со следующим высказыванием Хвольсона: «Многие ученые приписали *лучистой энергии* атомное строение, и, таким образом, возникла смелая мысль об *атомах света*, которые были названы *квантами*. Это новое учение является отчасти как бы возвращением к ньютоновской теории истечения, хотя и значительно измененной».

Это сопоставление опять-таки наводит на мысль, что Хвольсон писал под сильным впечатлением доклада Эйнштейна, в котором было

упомянуто его имя. Но Эйнштейн отнюдь не собирается выбросить за борт волновые представления. Он пишет: «Я думаю ... что ближайшая фаза развития теоретической физики приведет нас к теории света, которую можно будет рассматривать как сплав волновой и эмиссионной теорий света». Он и объявляет целью своего доклада «обосновать это мнение и показать неизбежность «изменения наших воззрений на сущность и структуру света». Эту цель он осуществляет, прежде всего, анализом достижений и трудностей электромагнитной теории света. Он показывает, что трудности были преодолены теорией относительности, и останавливается на знаменитом следствии теории: связи массы и энергии. «Энергия и масса оказываются такими же эквивалентными величинами, как тепло и механическая энергия». Выводы теории относительности неизбежно приводили к изменению воззрений на природу света, поскольку эта теория «рассматривает свет не как последовательность состояний гипотетической среды, а как нечто существующее самостоятельно, подобно материи. Это нечто имеет, далее, тот, согласно этой теории, общий признак с корпускулярной теорией света — оно переносит инертную массу от излучающего к поглощающему телу».

Эйнштейн выделяет группу вопросов, на которые волновая теория не может дать ответа. Вот эти вопросы: «Почему только от цвета, а не от интенсивности света зависит, наступит или не наступит определенная фотохимическая реакция? Почему коротковолновые лучи вообще химически более активны, чем длинноволновые? Почему скорость порождаемых фотоэлектрически катодных лучей не зависит от интенсивности света? Почему необходима высокая температура, а следовательно, высокие молекулярные энергии, чтобы испускаемое тем самым излучение содержало коротковолновую составную часть?» Эйнштейн

усматривает причину трудностей волновой теории, возникающих при решении этих вопросов, в том, что волновое излучение носит необратимый характер: волна, испущенная точечным источником, распространяется по всему пространству и уже не может вновь сконцентрироваться в точке (для того чтобы это произошло хотя бы приблизительно, требуется, как пишет Эйнштейн, «чудовищное количество» элементарных излучателей). В эмиссионной теории световая энергия концентрируется в узком направленном пучке. Рассматривая возникновение рентгеновских лучей под действием катодных лучей и возникновение вторичных катодных лучей под действием рентгеновских лучей, Эйнштейн приходит к выводу, что «элементарный процесс излучения оказывается направленным». Здесь мы впервые встречаем идею направленного «игольчатого излучения», которую Эйнштейн будет настойчиво развивать позднее. Заметим, что рентгеновское излучение Эйнштейн считает аналогичным световому, противопоставляя его материальному излучению электронов.

Опорным пунктом нового взгляда на строение излучения является теория теплового излучения Планка. Эйнштейн подчеркивает, что гипотеза квантов, которую ввел Планк при выводе своей формулы теплового излучения, противоречит волновой теории, и указывает, что на это обстоятельство он обратил внимание еще раньше (Эйнштейн имеет в виду свою работу 1905 г.). Но он говорит, что нельзя и думать о том, чтобы оставить теорию Планка по причине ее несоответствия основам классической волновой оптики. Он указывает, что теория Планка привела к определению элементарного заряда электричества, «которое было блестяще подтверждено новейшими измерениями этой величины на основе подсчета α -частиц. Для элементарного заряда Резерфорд и Гейгер получили в среднем значение $4,65 \cdot 10^{-10}$, Регенер $4,79 \cdot 10^{-10}$, тог-

да как Планк с помощью своей теории излучения определил из констант формулы излучения промежуточное значение $4,69 \cdot 10^{-10}$.

В этой справке Эйнштейн отчетливо показал, как новая атомистика рождалась в самых разнообразных и, казалось бы, далеких друг от друга исследованиях. Теория излучения, фотоэффект, исследование природы α -частиц, определение заряда электрона — все это было взаимосвязано и вело к одной и той же цели. Основной результат теории Планка состоит в том, что излучение и поглощение излучения происходит квантами. Этот вывод с точки зрения классических представлений является, как пишет Эйнштейн, «чуждым». Эйнштейн ставит вопрос, нельзя ли обойти этот вывод и вместе с тем сохранить формулу Планка. С этой целью он, предполагая формулу Планка справедливой, исследует, какие выводы в отношении структуры излучения вытекают из этой формулы.

Эйнштейн рассматривает следующую модель. В полости, стенки которой непроницаемы для излучения и имеют температуру T , находится подвижная пластинка, движущаяся параллельно своей нормали, молекулы газа и излучение. Простые рассуждения приводят Эйнштейна к выводу, что термодинамическое равновесие такой системы возможно только при наличии флуктуаций излучения, которые компенсируют процесс перехода энергии молекулярного движения, в излучение вследствие наличия «лучистого трения». Если пластинку выбрать с избирательным отражением в области частот $\Delta\nu$, причем она пропускает другие частоты без поглощения, то средний квадрат импульса, получаемого пластинкой вследствие флуктуаций излучения, будет

$$\overline{\Delta^2} = \frac{1}{c} \left[h\nu \varrho + \frac{c^3}{8\pi} \cdot \frac{\varrho^2}{\nu^2} \right] d\nu \cdot f\tau.$$

Здесь ϱ — объемная плотность излучения частоты ν , f — площадь

пластинки, τ — время, в течение которого пластинке сообщается импульс.

Расчет проводился Эйнштейном, как мы говорили, в предположении справедливости формулы Планка. Простота полученного выражения приводит Эйнштейна к выводу, что «невозможно получить никакой другой формулы, согласующейся в пределах ошибок наблюдения с опытом, которая давала бы такое же простое выражение для статистических свойств излучения, как формула Планка».

Формула, полученная Эйнштейном для Δ^2 , состоит из двух членов. Волновая теория объясняет только второй член формулы. «Именно по волновой теории световые пучки с мало отличающимися направлениями распространения, мало отличающиеся по частоте и состояниям поляризации, должны интерферировать друг с другом и совокупность таких меняющихся неупорядоченным образом интерференций должна соответствовать флуктуациям светового давления».

Первый же член формулы интерпретируется совершенно иначе. Если бы излучение, — пишет Эйнштейн, — состояло из комплексов энергии $h\nu$ незначительной протяженности, движущихся в пространстве независимо друг от друга и независимо друг от друга отражающихся, — представление, которое придает грубую наглядность гипотезе световых квантов, — то тогда, вследствие флуктуаций светового давления, на нашу пластинку действовали бы такие импульсы, которые представлялись бы только первым членом нашей формулы».

«Таким образом, — продолжает Эйнштейн, — по моему мнению, вышеприведенная формула, которая, в свою очередь, является следствием формулы Планка, позволяет сделать следующее заключение. Кроме пространственных неравномерностей в распределении количеств движения излучения, вытекающих из волновой теории, существуют еще другие не-

равномерности в пространственном распределении количеств движения, которые при незначительных плотностях энергии излучения значительно превосходят влияние первых неравномерностей».

Эйнштейн указывает, что математической теории излучения, охватывающей как волновые, так и корпускулярные свойства излучения, еще нет. Хотя его формула и указывает на возможный синтез, однако она далеко не достаточна, чтобы сделать полные теоретические выводы. «Представим себе, — говорит Эйнштейн, — что явления дифракции и интерференции были бы нам неизвестны, но было бы известно, что средняя величина нерегулярных флюктуаций давления излучения выражается вторым членом вышенаписанного уравнения, причем ν был бы неизвестного значения параметр, определяющий цвет. У кого нашлось бы достаточно фантазии, чтобы на этой основе построить волновую теорию света?».

Итак, Эйнштейн, размышляет о синтезе волновых и корпускулярных представлений, на возможность которого указывает полученная им формула для флюктуаций светового давления. Он думает о волновой теории, в которой волновые поля возбуждались бы сингулярными точками, как электростатические поля электронами. Хотя подобного рода картины еще не привели к точной теории, однако, как полагает Эйнштейн, они показывают, «что оба структурных свойства (волновая и квантовая структура), которые по формуле Планка должны одновременно приписываться излучению, нельзя рассматривать, как несовместимые друг с другом».

Следует отметить, что ход рассуждений Эйнштейна о флюктуациях импульса излучения основан на предположении, что квант излучения обладает импульсом $\frac{h\nu}{c}$. Собственно говоря, в этой работе Эйнштейн со всей ясностью выдвигает гипотезу световых частиц, назван-

ных позже фотонами, обладающих энергией и импульсом. Но вместе с тем он, как мы видели, ищет синтеза корпускулярных и волновых свойств электромагнитного излучения.

Докладом Эйнштейна 1909 г. заканчивается второй период в развитии квантовой физики. Идея квантов в этот период проникла в теорию фотоэффекта и фотохимии, в теорию теплоемкости твердых тел. Это расширение области применения квантов сопровождалось дальнейшим обсуждением идеи квантов в теории излучения. Основатель квантовой гипотезы Планк подвел итоги своих многолетних исследований проблемы черного излучения в монографии «Лекции по теории излучения», ставшей классической книгой. Первое издание этой хорошо известной физикам всего мира книги появилось в 1906 г. В предисловии к этому изданию Планк подчеркивал незавершенность своей теории. «Мне хочется здесь особо подчеркнуть, — писал он, — что развитая в книге теория не претендует ни в какой мере на вполне законченный характер, хотя, как мне кажется, она открывает целесообразный путь для изучения процессов излучения энергии с той же точки зрения, с какой рассматриваются молекулярные движения».

Выход книги Планка привлек внимание физиков к квантовой теории излучения. П. С. Эренфест в связи с книгой Планка написал статью «К теории излучения Планка», опубликованную в том же, 1906 г. В этой статье он вновь подвергает анализу термодинамические и статистические предпосылки формулы Планка. Здесь Эренфест показывает, что черное излучение, заключенное в полости с отражающими стенками, будет находиться в стационарном равновесном состоянии в отсутствие всяких резонаторов. Такое излучение, заполнившее полость, будет подобно газу в замкнутом объеме. Применяя методы кинетической теории газов к такой полости,

Эренфест получает закон Рэлея—Джинса и ставит вопрос: с помощью каких средств метод Планка позволяет преодолеть эту трудность? Определяя максимум энтропии излучения при условии, что сумма вероятностей состояний равна единице, а сумма энергий равна полной энергии системы, Эренфест присоединяет дополнительное условие

$$\int_0^{\nu} d\nu \cdot N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu, f, g) df dg = A,$$

где ν — частота, $N(\nu)$ — число частиц с частотой ν , f — координата, g — импульс частицы, Φ — произвольная функция и A — постоянная. Эренфест полагает, что нахождение вида функции Φ и ее физические интерпретации позволяют выяснить сущность квантовой гипотезы.

Квантовой гипотезе посвятил в 1910 г. статью «Идея вероятности в теории излучения» Питер Дебай, бывший в то время профессором Цюрихского университета. Дебай отказывается от планковских резонаторов и рассматривает собственные колебания в полости с отражающими стенками, заполненной черным излучением. Эти колебания Дебай предполагает квантованными по энергии, причем энергия отдельного колебания определяется законом Планка

$\frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$, а число собственных колебаний в объеме V в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ равно

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} V \cdot \Delta\nu.$$

Отсюда получается формула Планка.

Планк, читая весной 1909 г. лекции по теоретической физике в Колумбийском университете, заканчивал лекции, посвященные теории излучения, указанием на то, что его формула, хотя и дает результат, вполне согласный с опытом, все же нуждается в дальнейшем теоретическом анализе, «так как в ней остается совершенно невыясненным фи-

зическое значение универсальной постоянной h ». «Все произведенные до сих пор попытки получить на основании известных законов теории электронов, между которыми особенно замечательны по своей общности и точности исследования J. H. Jeans'a (Джинса), привели к тому результату, что h бесконечно мало и что, следовательно, формула... Rayleigh'a (Рэлея) имеет общее значение».

Ранее, выступая в апреле 1908 г. на 4-м математическом конгрессе в Риме с докладом «Распределение энергии между весомой материей и эфиром», Лоренц совершенно ясно показал, что классическая статистика и теория электронов неизбежно приводят к формуле Рэлея—Джинса. В статье «К теории излучения», опубликованной в 1909 г., он, касаясь своего доклада, писал: «Джинс пытался вывести закон излучения черного тела из так называемой «теоремы равномерного распределения энергии», и, конечно, весьма замечательно, что ему это фактически удалось для длинных волн. Что касается коротких волн, то его уравнение явно не согласуется с наблюдениями. Я долго надеялся, что возможно отказаться от общей применимости этой теоремы, придерживаясь обычных представлений электронной теории и кинетической теории. Эта надежда не оправдалась, и главной целью моего доклада как раз и было показать, что из совершенно, можно сказать, общепринятых основных принципов электронной теории для системы, состоящей из эфира, атомов и электронов, можно вывести уравнения, имеющие форму уравнений Гамильтона и приводящие при применении статистической механики Гиббса к формуле Джинса».

«Сейчас, — продолжает Лоренц, — когда мне стало ясно, на какие большие трудности мы наталкиваемся на этом пути, я могу только заключить, что вывод закона излучения из электронной теории труднее провести без глубокого измене-

ния ее основ, и я *вынужден рассматривать теорию Планка как единственно приемлемую* (курсив мой. — П. К.). Мы должны себе представить, что обмен энергией между весомой материей и эфиром осуществляется посредством принятых Планком резонаторов, которые по каким-то причинам не подчиняются статистике Гиббса».

Отсюда видно, что в период 1905—1909 гг. надежды получить классическим путем удовлетворительную формулу излучения рухнули, и Лоренц пришел к выводу, что единственно приемлемой остается формула Планка. Чтобы получить эту формулу, надо глубоко изменить основы классической электронной теории, это ясно и Лоренцу, ясно и другим физикам. Планк в цитированных нами лекциях пишет: «Таким образом, остается одно заключение, что найденная теория электронов обладает существенным недостатком, который делает необходимым дальнейшие дополнения. Как глубоко, однако, эти дополнения проникнут в построение самой теории, мнения об этом пока сильно расходятся. По наиболее радикальному воззрению Д. Д. Томсона, затем Д. Лармора, А. Эйнштейна, а также И. Штарка, даже поступательное распространение электромагнитных волн в абсолютной пустоте не следует точно уравнения поля Максвелла, а идет соответственно известным элементам энергии. Мне же кажется, что пока нет нужды в таком революционном образе действий и что можно искать значения количества энергии $h\nu$ во взаимодействиях отдельных резонаторов. Окончательного решения этих принципиальных вопросов можно ожидать только от дальнейших опытов».

Таким образом, к концу 1909 г. со всей определенностью было установлено, что классическая статистика неизбежно приводит к неверной формуле Рэлея—Джинса и что формула Планка, по-видимому, является единственно правильной. Этот

вывод наряду с распространением гипотезы квантов на процессы превращения световой энергии к теории теплоемкости твердого тела составляет основной итог развития квантовой теории в 1905—1909 гг.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ В 1910—1913 ГОДАХ

Следующим этапом развития квантовой теории является период 1910—1913 гг. В этот период выявляется универсальное значение постоянной Планка, чему в особенности способствовали фундаментальные исследования школы Нернста в области низких температур. Другой особенностью этого периода является проникновение идеи квантов в спектроскопию и теорию атома. Это проникновение завершилось основополагающей работой Н. Бора 1913 г.

Рассмотрение этого периода удобно начать с обзорной работы Г. А. Лоренца. 17 апреля 1909 г. Лоренц выступил на 12-м съезде голландских естествоиспытателей и врачей с докладом «Гипотеза световых квантов». Доклад этот был опубликован в 1910 г. в немецком переводе Баркгаузена. Пояснив в начале своего доклада основные идеи вывода формулы Планка, Лоренц далее пишет: «Удовлетворительный результат, полученный Планком в теории излучения с помощью его гипотезы, вынудил различных исследователей прийти к представлению, что вообще возникновение света и его превращение в другие формы всегда осуществляется посредством конечных световых квантов, имеющих указанную Планком величину и существующих самостоятельно».

Сформулировав, таким образом, гипотезу световых квантов как своеобразных световых частичек, Лоренц упоминает в этой связи уже рассмотренную нами основополагающую работу Эйнштейна. Приведя примеры, подтверждающие гипотезу Эйнштейна (фотоэффект, люминесценция, явления в каналových

лучах, наблюдаемые Штарком в 1908 г.), Лоренц пишет: «Все это, без сомнения, весьма замечательно, но, несмотря на это, мне кажется, что при более детальном анализе возникают серьезные возражения против гипотезы световых квантов».

Из этих возражений Лоренц, прежде всего, приводит возражения, связанные с физиологией зрения. В 1906 г. Крис наблюдал наиболее слабые световые раздражения, еще воспринимаемые глазом. Из этих опытов, как указывает Лоренц, вытекало, что «зеленые лучи, которые попадали в глаза только на короткое время, могли вызвать световые ощущения, когда на сетчатку в целом падало от 30 до 60 световых квантов, тогда как при длительном освещении для светового ощущения требуется примерно 140 квантов в секунду».

Интересно, что в 30-х годах С. И. Вавилов, наблюдая флуктуации кратковременных световых потоков, наблюдаемых глазом, нашел, что в среднем глаз воспринимает 25 фотонов, соответствующих $\lambda = 510 \mu$ при кратковременных вспышках. Свои наблюдения флуктуаций световых потоков Вавилов рассматривал как одно из важнейших доказательств квантовой природы излучения. Лоренц в 1909 г. полагал, что такое малое число световых квантов, воспринимаемых глазом, вряд ли способно вызвать такие сложные процессы, которые происходят на сетчатке при восприятии ею светового раздражения. Опыты Криса он рассматривал как одно из возражений против гипотезы световых квантов. Но Лоренц соглашается, что судить о процессах на сетчатке трудно, и переходит к другим возражениям, которые он считает «более весомыми».

Из факта интерференции при больших разностях хода, которая для «однородного» света составляет около двух миллионов волн, следует, что «в каждом световом кванте следуют друг за другом, по крайней

мере, два миллиона световых волн и что, таким образом, если положить длину волны равной $4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, каждый квант распространяется в направлении движения на область по меньшей мере в 80 см».

Лоренц очень ясно представляет, что отдельные кванты независимы друг от друга и не могут давать интерференции, интерферирует один квант сам с собой. Поэтому если представлять его себе как некоторое волновое образование, то он согласно приведенному подсчету должен иметь в продольном направлении протяжение порядка нескольких десятков сантиметров и даже метра. Отсюда вытекает следующая трудность. Молекулы вещества могут поглощать световую энергию только целыми квантами. Как она (молекула) может решить, когда к ней подходит первая волна, следует ли начать поглощение или нет, доставит ли дуг достаточное количество волн, чтобы образовать квант? «Должно представлять, что частица заранее поглощает энергию, чтобы ее сохранять до тех пор, пока не накопится целый квант и отдаст эту энергию обратно, если ей не посчастливится накопить целый квант».

Далее Лоренц указывает, что квант должен иметь и значительные поперечные размеры. Исследуя действие телескопа при наличии диафрагмы и без нее и учитывая, что часто кванты не наблюдаемы, Лоренц приходит к заключению, что поверхность светового кванта должна иметь порядок многих сотен квадратных сантиметров. Но поскольку звезда видима и невооруженным глазом, то в зрачок проникнет очень малая часть кванта. А так как сетчатка воспринимает только целые кванты, то в глазе каким-то образом дробные части вновь объединяются в целые кванты. «Сказанное может быть достаточным, — заключает Лоренц, — чтобы показать, что о световых квантах, неделимых и сконцентрированных в малых объемах, не может быть и речи».

Эти же возражения Лоренц повторяет и в цикле докладов, прочитанных в 1910 г. под общим названием «Старые и новые вопросы физики». Эти доклады были прореферированы М. Борном, реферат которого был опубликован в том же, 1910 г. в журнале «*Physikalische Zeitschrift*». Большая часть реферата посвящена вопросу об эфире и теории относительности, но в последних двух докладах речь идет о теории квантов. Лоренц указывает, прежде всего, на трудность применения теоремы равномерного распределения энергии по степеням свободы к равновесному излучению. Эфир обладает бесконечным числом степеней свободы, и, соприкасаясь с материей, он должен, так сказать, «перекачать» в себя всю ее энергию, так что температура весо-мых тел при равновесии должна равняться абсолютному нулю. Так как это невозможно, то, очевидно, в природе при равновесии должно быть конечное соотношение между энергиями эфира и материи, что указывает на необходимость введения новой гипотезы. Такая гипотеза и была сделана Планком при выводе формулы излучения, в виде идеи квантов энергии. Лоренц указывает, что Эйнштейн и Штарк пошли дальше Планка и приписали квантам энергии «самостоятельное существование в эфире». Этим предположением удалось объяснить фотоэлектрический эффект.

Но здесь же Лоренц обращает внимание на трудности квантовых представлений и повторяет свои возражения против квантовой гипотезы.

«Хотя Лоренц, — писал в своем реферате Борн, — не мог оспаривать эвристической ценности этой гипотезы, все же он защищал старые теории так долго, сколько было возможно».

Далее Лоренц в своих докладах напоминал о теории Д. Д. Томсона, согласно которой волновой фронт является неравномерным, поскольку

энергия сосредоточена в отдельных местах («пятна света»). Квантовые представления подтверждаются теми явлениями, в которых кажется, что производимый эффект производится в отдельных точках конечными порциями энергии. Лоренц ставит вопрос: могут ли обычные пучки света, не состоящие из квантов, отдавать электрону конечную порцию энергии, равную величине элемента энергии? Проведенный им расчет показывает, что для обычных световых пучков электрон не может получить света, достаточного для кванта энергии. Чтобы электрон мог накопить свет, равный такому кванту, требуется чрезвычайно большое время. Общий вывод Лоренца из проведенного им исследования заключается в том, что объяснение целого ряда явлений без допущения световых квантов представляет большие трудности.

Лоренц упоминает также о гипотезе Эриха Гааза, который использовал модель атома Томсона и представления Ленарда о фосфоресценции, согласно которым свет выбрасывает электрон из молекул и свечение молекулы возникает при возвращении электрона. Можно рассчитать энергию, необходимую для отрыва электрона из атома Томсона, и отсюда определить порядок h . У Гааза получилось $h = 4,0 \cdot 10^{27}$, что по порядку величины совпадает с постоянной Планка. Но гипотеза Гааза также наталкивается на значительные трудности. Тем не менее в этой гипотезе мы встречаем первую попытку связать квантовый характер излучения со структурой атома.

Последнюю, шестую лекцию Лоренц посвящает выводу формулы Планка. Его вывод, основанный на идеях статистики Больцмана и Гиббса, несколько отличается от вывода Планка. Применяя статистику Больцмана, Лоренц рассматривает равновесие между молекулами и резонаторами Планка. Он находит, что в равновесном состоянии

средняя энергия молекулы равна $\frac{3}{2l}$, а резонатора Планка $\frac{q}{e^{iq} - 1}$. Из классической статистики следует, что средняя энергия одноатомной молекулы равна $\frac{3}{2}kT$, откуда постоянная

$$l = \frac{1}{kT}.$$

Величина q у Лоренца играет роль элемента энергии, и, полагая ее пропорциональной частоте ν ($q = h\nu$), Лоренц приходит к формуле Планка для средней энергии осциллятора

$$\frac{h\nu}{e^{kT} - 1},$$

Лоренц не отрицает наличия определенного произвола в своем выводе. Придуманная им модель лотереи, иллюстрирующая статистические отношения в системе из молекул газа и осцилляторов Планка, теоретически не обоснована и является временным средством, обусловленным тем, что действительные процессы обмена энергией между молекулами и резонаторами неизвестны.

Но Лоренц дает другой вывод, основанный на статистической механике Гиббса. Применяя статистику Гиббса к системе, состоящей из весоных молекул и резонаторов частоты ν , он принимает для распределения выражение

$$Ne^{\frac{\psi - \varepsilon - (r_1 + r_2 + \dots)q}{\Theta}} \cdot d\lambda,$$

где ε — энергия только весоных молекул, а $r_1, r_2, \dots$ числа элементов энергии q , приходящиеся на различные сорта резонаторов. Вычисление средней энергии молекул и резонаторов опять приводит к формуле Планка.

Лоренц заканчивает свою работу словами: «Будущему остается еще разрешить много загадок».

Пока же загадки теории квант продолжали волновать ученых. 3 фе-

враля 1911 г., через два с небольшим месяца после лекций Лоренца Планк делает новый доклад в Немецком физическом обществе в Берлине, в том самом Обществе, где в 1900 г. он сделал свой исторический доклад о черном излучении. С воспоминания об этом он начал свой новый доклад.

«Десять с лишним лет тому назад, — говорил Планк, — я имел честь развить в этом самом месте основные черты теории теплового излучения, к которым также относилась существенная гипотеза о том, что в возникновении лучистой теплоты играют определенную своеобразную роль некоторые конечные, неделимые кванты или элементы энергии величиной $h\nu$ ». Планк указывал далее, что эта гипотеза противоречила представлениям электродинамики и электронной теории, но оказалась полезной в ряде исследований, из которых он особенно подчеркивает исследования Эйнштейна и Нернста об удельной теплоемкости твердых и жидких тел. Все это, по мнению Планка, заставляет «идти дальше», с тем чтобы «сколько-нибудь рассеять густой туман, еще до сих пор висящий над квантами энергии».

Основной целью длительных поисков Планка было примирение гипотезы квантов с положениями максвелловской электродинамики. Эти поиски, как он признается сам, особенно стимулировала изложенная выше статья Лоренца, в которой очень выпукло были показаны трудности наглядного «классического» представления кванта энергии. Для Планка труднейшим вопросом квантовой гипотезы был вопрос о непрерывном *поглощении* осциллятором падающей на него энергии. «Как можно, — спрашивал Планк, — реализовать такой осциллятор, чтобы он при облучении его тепловыми лучами, воспринимал только один элемент энергии? Он ведь должен поглощать его из падающего на него возбуждающего излучения и притом всю величину кванта сра-

зу. Если поэтому возбуждающее излучение, которое, конечно, может иметь любую малую интенсивность, будет слабым, то осциллятор вообще ничего не поглощает».

Интересно наблюдать в этих сомнениях Планка абсолютную убежденность в справедливости классических представлений об излучении. Он может представить себе осциллятор, поглощающий и излучающий энергию непрерывно, но представить излучение с прерывной структурой, с конечной интенсивностью не ниже определенного предела он еще не может. Он допускает возможность квантового «порога раздражения» у осциллятора, идея которого, как он отмечает в своем докладе, была высказана в 1909 г. Рейнганумом, но он не может допустить квантового порога интенсивности излучения. Вместе с тем допущение квантового порога раздражения, ниже которого осциллятор вообще не способен поглощать энергию, не устраняет трудностей со временем поглощения, которые для квантов высокой частоты должны быть очень большими. Все эти трудности заставляют Планка принять новую гипотезу, что процесс *поглощения* энергии осциллятором следует считать непрерывным, подчиняющимся законам классической электродинамики. *Излучение* же осциллятора предполагается совершающимся прерывно, определенными квантами энергии $\epsilon = h\nu$. Обработав эту идею математически, Планк получает для средней энергии осциллятора выражение

$$U = \frac{h\nu}{2} \cdot \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}} + 1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

вместо прежнего значения

$$U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \text{ причем выражение для}$$

плотности энергии излучения выражается прежней формулой Планка. Таким образом, новая гипотеза не приводит к новым выводам относи-

тельно законов черного излучения, но приводит к новому выражению для энергии осциллятора. Эта энергия для абсолютного нуля уже не будет равняться, как раньше, нулю, а будет равняться конечному значе-

нию $\frac{h\nu}{2}$. «Эта остаточная энергия сохраняется в среднем у осциллятора и при абсолютном нуле температуры. Он не может ее потерять, поскольку он вообще не излучает никакой энергии, если U меньше $\frac{h\nu}{2}$ ». Так вошла в физику идея нулевой энергии. Это, конечно, существенный результат, хотя Планк и указывает, что измерения теплостойкости для низких температур, принятые Нернстом и его учениками, недостаточны для проверки выражения энергии осциллятора. Но, обсуждая возможные пути проверки своей гипотезы о независимом характере процессов поглощения и излучения, Планк делает несколько интересных замечаний. Он считает, например, что при бомбардировке осциллятора электронами он будет сообщать этим электронам определенную скорость, зависящую от частоты осциллятора ν , и что, возможно, этим объясняется отсутствие вклада «свободных» электронов в теплоемкость металла. Планк высказывает идею, что и радиоактивные излучения обусловлены квантовыми процессами, указывая, в частности, на определенную скорость α -частиц, хотя квантовый механизм радиоактивных процессов должен отличаться от тех колебаний, которые обуславливают и температуру, и теплоемкость тела. Планк заканчивает свой доклад утверждением, что, хотя новая гипотеза еще не уясняет законов случая, все же идея квант способна привести в связь многие физические явления и поэтому не может быть отвергнута.

1911-й год вообще был очень важным для развития квантовой теории. Теория квант со всей силой зазвучала на 83-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в

Карлсруэ, где 25 сентября 1911 г. были заслушаны доклады Ф. Газенорля и А. Зоммерфельда, посвященные проблемам теории квантов. Через месяц после этого съезда в Брюсселе состоялся первый Сольвеевский конгресс, посвященный теме «Излучение и кванты».

Доклад Ф. Газенорля «Об основах механической теории тепла» любопытен тем, что в нем содержалась первая попытка квантового истолкования серии Бальмера. Газенорль начинает с больцмановского вероятностного определения энтропии, которое, по его мнению, трудно применять в связи с необходимостью гипотез о молекулярной структуре тел. Поэтому Газенорль кладет в основу своих рассуждений каноническую совокупность Больцмана—Гиббса. Отсюда Газенорль переходит к исследованиям Планка по тепловому излучению и получает его формулу для энергии и энтропии осциллятора. Газенорль упоминает также и о результатах Эйнштейна в теории теплоемкости твердых тел. Все это приводит к выводу, что гипотеза Планка в высшей степени полезная рабочая гипотеза и что поэтому пока не следует ставить вопроса о законности такой гипотезы, а попытаться проследить все возможные следствия этой гипотезы. Газенорль поднимает вопрос обобщения теории Планка на случай резонаторов, период колебания которых будет зависеть от энергии (несинусоидальные процессы). Он предполагает, что и в этом общем случае фазовое пространство подразделяется, как и в случае планковского осциллятора, на равновеликие области h , ограниченные кривыми постоянной энергии. Он полагает по Планку фазовый объем равным $v = \tau \cdot dE$, где τ — период колебания, являющийся в общем случае функцией энергии. Проведя в фазовой плоскости кривые

$$E = E_1, \quad E = E_2, \quad E = E_3, \dots,$$

он полагает части фазовой плоскости между этими кривыми одинако-

выми и равными постоянной Планка h :

$$E_1 \quad E_2 \quad E_{m+1} \\ \int_0^{\tau} \tau dE = \int_{E_1}^{\tau} \tau dE = \dots = \int_{E_m}^{\tau} \tau dE = \dots = h.$$

Газенорль полагает, что энергия осциллятора может принимать только дискретные значения $0, E_1, E_2, \dots$, которые теперь не являются кратными «кванта энергии», как в случае линейного осциллятора Планка. Периоды колебаний теперь будут также иметь дискретные значения $\tau_1 = \tau(E_1), \tau_2 = \tau(E_2), \dots$. Эти значения определяются величиной фазового элемента h и видом функции $\tau(E)$. Газенорль ставит вопрос: какова должна быть связь между энергией и периодом колебания, чтобы получилась серия Бальмера? Эту связь он изображает графически в виде кривой, изображающей зависимость E от τ . Для малых значений энергии τ имеет постоянное значение A , затем период очень медленно растет с увеличением энергии. Возрастание периода с энергией постепенно начинает убыстряться и при приближении энергии к предельному значению E_1 период будет бесконечным. Газенорль иллюстрирует это поведение осциллятора примером движения тяжелой точки в потенциальной яме. Энергия E соответствует отрыву электрона из атома, а в модели с потенциальной ямой — выбросу точки на край ямы. Для двух последовательных периодов τ_m и τ_{m+1} должно удовлетворяться условие

$$E_{m+1} \\ \int_{E_m}^{\tau} \tau dE = h.$$

Отсюда при данной зависимости τ от E Газенорль получает формулу Бальмера

$$\tau_m = A \frac{m^2}{m^2 - 4}.$$

При этом последовательные значения энергии у него имеют вид

$$E_m = c - \frac{4h}{A} \cdot \frac{m^2 + V}{4m}.$$

Сам Газенорль замечает, что нет ничего удивительного в том, что под-

ходящим выбором функции $\tau(E)$ можно получить частоты серии Бальмера. Он полагает, что при соответствующих функциях $\tau(E)$ можно получить любые сериальные законы, вроде законов Ридберга. Эта гибкость, или, как выражается Газенорль, «растяжимость», теории позволяет описать сложные спектры, не прибегая к сложным гипотезам о структуре излучателя. Вместе с тем теория Газенорля исходит из гипотезы Планка о дискретных значениях энергии осциллятора. Сам Газенорль признает, что его теория не может претендовать на знание теории закономерности спектров. Он рассматривает ее как пример возможного обобщения гипотезы Планка. Конечно, теория Газенорля неудовлетворительна и не получила дальнейшего развития. Но как первая попытка квантовой интерпретации спектральных закономерностей, как первая попытка связать частоты колебаний с формой энергетических кривых она, несомненно, заслуживает внимания.

Того же 25 сентября 1911 г., когда Газенорль делал свой доклад, выступил с докладом «Квант действия Планка и его общее значение в молекулярной физике» А. Зоммерфельд. В начале своего доклада (названного самим автором рефератом) Зоммерфельд указывает, что ему было сделано предложение выступить на съезде с докладом об относительности. На это Зоммерфельд ответил, что теория относительности уже стала прочным достоянием физики и поэтому перестала быть актуальной проблемой физики.

Это очень характерное замечание. За шесть лет, прошедших с момента создания теории относительности, ведущие физики уже стали рассматривать ее как классическую, прочно утвердившуюся в физике теорию. Иная судьба постигла теорию квантов. Хотя квантовая гипотеза была старше теории относительности на пять лет, она отнюдь не стала ясной и законченной.

«Здесь основные понятия находятся в движении и проблемы неисчислимы», — говорил Зоммерфельд. Упомянув о том, что создатель теории Планк меняет свою первоначальную точку зрения, что Эйнштейн и Нернст расширили область применения теории квантов, Зоммерфельд продолжал. «Ничто не может быть насущнее для современной физики, чем выяснение взглядов на этот вопрос. Здесь находится ключ ситуации, ключ не только для теории излучения, но и для молекулярной структуры материи, и этот ключ сегодня еще далеко заперт».

Таким образом, Зоммерфельду стало ясно, что гипотеза квантов является не только ключом для теории излучения, но и ключом к атомной физике (Зоммерфельд говорит о «молекулярной» теории, имея в виду атомную теорию).

Рассматривая далее в своем докладе проблему излучения, Зоммерфельд указывает, что все попытки рассматривать проблему излучения с классических позиций неизбежно приводят к неверному закону Рэлея—Джинса. Необходимо отказаться от теоремы равномерного распределения энергии по степеням свободы. В связи с этим Зоммерфельд излагает только что предложенный Нернстом вывод формулы Планка. В выводе Нернста средняя энергия осциллятора вычисляется не по теореме равномерного распределения энергии по степеням свободы, а в предположении наличия дискретных порций энергии. Из общего числа N осцилляторов N_0 обладают энергией 0, N_1 — энергией ϵ , N_2 — энергией 2ϵ и т. д. При этом числа $N_0, N_1, N_2, \dots$ определяются по статистике Больцмана:

$$\frac{N_0}{N} = A\epsilon, \quad \frac{N_1}{N} = A\epsilon \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}},$$

$$\frac{N_2}{N} = A\epsilon e^{-\frac{2\epsilon}{kT}}, \dots$$

Так как $N = \sum_{i=0}^{\infty} N_i$, то $A\epsilon = 1 - e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$,

средняя энергия осциллятора

$$U = \frac{\sum N_i \varepsilon_i}{N} = \frac{\varepsilon}{\frac{\varepsilon}{e^{kT}} - 1}$$

вместо kT по классической теории.

Используя получаемое из электродинамики соотношение между средней энергией осциллятора и объемной плотностью энергии излучения

$$U = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} q_\nu$$

и полагая $\varepsilon = h\nu$, получим формулу Планка:

$$q_\nu = 8\pi h \left(\frac{\nu}{c} \right)^3 \cdot \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}.$$

«Простота и красота этих рассуждений, — замечает Зоммерфельд, — не может, однако, скрыть от нас исключительных трудностей, лежащих в их основании». Трудность эта заключается в противоречии между формулой, выражающей зависимость энергии осциллятора от энергии излучения, и гипотезой квантов энергии. Формула, связывающая U и q_ν основана на представлении непрерывного обмена энергией между излучением и осциллятором, а выражение для U основано на гипотезе поглощения и излучения энергии осциллятора квантами.

Затем Зоммерфельд останавливается на трудностях в классической теории теплоемкости. В классической теории теплоемкости принцип равномерного распределения энергии привел к блестящим результатам, а именно правильному отношению теплоемкостей для одноатомных и двухатомных газов и закону Дюлонга и Пти для твердых тел. «Это, конечно, светлая сторона картины, которую нельзя представить иначе, как светлую», — говорит Зоммерфельд и переходит к «облакам» картины, заимствуя это выражение из знаменитой балтиморской лекции Томсона (Кельвина). Таким «облаком» является зависимость теплоемкости твердых тел от температуры... «Перед этим фактом, — как заметил Нернст, — тепе-

решняя механика тепла совершенно беспомощна».

Эти трудности были в сильной степени смягчены теорией Эйнштейна. Формула Эйнштейна заменяет классическое выражение для энергии грамм-молекулы твердого тела $U = 3RT$ выражением

$$U = 3R \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}.$$

Это выражение получается при замене равномерного распределения энергии по степеням свободы распределением Планка. При этом предполагается, что все молекулы твердого тела колеблются независимо друг от друга с одной и той же частотой. В том же, 1907 г., в каком появилась статья Эйнштейна, Нернст прочитал силимэновскую лекцию, в которой указывал, что атомные теплоемкости твердых тел при низких температурах становятся крайне малыми. Этот результат вытекает из формулы Эйнштейна, причем он сам смог проиллюстрировать на алмазе справедливость закона зависимости теплоемкости от температуры даваемой его формулой. Тщательные исследования, проводимые Нернстом и его сотрудниками в лаборатории физико-химического института Берлинского университета, показали, однако, что количественное совпадение формулы Эйнштейна с опытными данными не вполне удовлетворительно. В 1911 г. Нернст и Линдеман предложили эмпирическую формулу

$$U = \frac{3R}{2} \left(\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + \frac{\beta^{\frac{\nu}{2}}}{e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1} \right),$$

где $\beta := \frac{h}{k}$. Но уже в следующем, 1912 г. Дебай нашел теоретически более точную формулу, чем формула Эйнштейна и Нернста и Линдемана.

Говоря о работах лаборатории Нернста, Зоммерфельд сравнивает их значение для квантовой теории

со значением работ по черному излучению, проводимых в Физико-техническом институте, которые «создали опору квантовой теории — экспериментальные основы теплового излучения». «Может быть, — прибавляет далее Зоммерфельд, — столь же велика заслуга института Нернста, который доставил нам в планомерных измерениях удельных теплоемкостей другую, не менее важную опору квантовой теории».

Факты показывают, что применение квантовой теории к проблеме теплоемкости действительно сыграло важную роль в укреплении этой теории. Именно с этого времени у физиков возникает представление об универсальности теории, об общем смысле квантовой постоянной Планка, и сам доклад Зоммерфельда. — яркое свидетельство этого обстоятельства.

Зоммерфельд указывает в своем докладе на другие возможности применения квантовой теории. К таким он относит прежде всего явления, наблюдаемые при низких температурах: открытую Каммерлинг-Оннесом сверхпроводимость и найденные Перье при низких температурах отклонения магнитной восприимчивости парамагнетиков от закона Кюри—Вейсса. Другая группа явлений примыкает к квантовым законам фотоэффекта, найденным Эйнштейном. Сюда Зоммерфельд относит гипотезу Штарка (1904, 1908) о том, что фиолетовая граница полосатого спектра связана с ионизационным потенциалом соотношением $I = h\nu$. Эта гипотеза была экспериментально исследована Штейнбингом в 1909 г. Все эти явления связаны с идеей световых квантов, введенной Эйнштейном. Эта идея ограничена периодическими процессами. Однако, как полагает Зоммерфельд, идея кванта действия имеет универсальное значение и может быть применена и к непериодическим молекулярным процессам. Исходя из того обстоятельства, что квант действия имеет размерность *энергия* $\times$ *время*, Зоммер-

фельд усматривает его универсальное значение в том, что он регулирует самым общим образом временное течение процессов, связанных с обменом энергией. «В самом общем случае большие количества энергии будут поглощаться или отдаваться материей за короткое время, а малые количества — за большое время, так что произведение энергии на время, или (подлежащий дальнейшему определению) интеграл энергии, определяется величиной h ».

Это поразительное утверждение, предвосхищающее будущее соотношение неопределенности Гейзенберга, Зоммерфельд пытается оправдать экспериментальными данными. Так он указывает, что катодные лучи больших энергий при торможении дают жесткий рентгеновский импульс, медленные же электроны дают мягкие лучи. Зоммерфельд, следуя идеям Д. Д. Томсона и Вихерта, считает мерой жесткости ширину рентгеновского импульса: чем жестче лучи, тем уже импульс, тем меньше, по Зоммерфельду, время торможения катодных лучей. Таким образом, утверждает Зоммерфельд, лучи больших энергий тормозятся за меньшее время, чем лучи меньших энергий. «Этот результат, полностью подтверждаемый опытом, — пишет Зоммерфельд, — является тем не менее в высшей степени странным. Он противоречит любой аналогии из области баллистических опытов и дает нам качественное указание на то, что в чисто молекулярных процессах существенное значение имеет величина, определяемая произведением воспринятой энергии на требуемое для ее поглощения время».

Это место является, по-видимому, первым в истории квантовой физики указанием на то, что атомные процессы («молекулярные», по терминологии Зоммерфельда) подчиняются своим странным законам, не имеющим аналогии в макроскопической механике. При этом указывается, что для этих атомных процессов существенную роль играет произведение энергии на время.

Но это еще не формулировка принципа неопределенности, а скорее его предчувствие. Пример Зоммерфельда ничего общего с принципом неопределенности не имеет — это просто пример на применение уравнения Эйнштейна для фотоэффекта. Зоммерфельд еще не знает опытов Лауэ—Брэггов, и волновая природа рентгеновских лучей пока не доказана. Для Зоммерфельда найденное им соотношение является интегральным принципом, который он далее формулирует следующим образом: «При всяком молекулярном процессе молекула поглощает или отдает определенное универсальное количество действия, имеющее величину

$$\int_0^{\tau} H dt = \frac{h}{2\pi} \gg.$$

При этом τ определяет продолжительность действия, а величина H есть функция Лагранжа $T-U$. Таким образом, принцип Зоммерфельда — это принцип квантования действия, сыгравший большую роль в старой атомной механике.

Зоммерфельд пытается применить свой принцип квантования действия к теории фотоэффекта. Как он указывает, его теория представляет собой нечто среднее между теорией Ленарда и теорией Эйнштейна. В теории Ленарда фотоэффект рассматривается как резонансный процесс, энергия которого заимствуется из атома. У Эйнштейна энергия электрона заимствуется из излучения. В теории Зоммерфельда энергия фотоэффекта, как и в теории Эйнштейна, заимствуется из излучения, но электрон освобождается из атома только по истечении некоторого «времени аккумуляции». Применив свой принцип к линейному незатухающему осциллятору, находящемуся под воздействием электрического поля световой волны, Зоммерфельд получает уравнение фотоэффекта Эйнштейна в случае резонанса, когда частота падающего излучения ν совпадает с собственной частотой осциллятора ν_0 . В

случае если $\nu \neq \nu_0$, фотоэмиссия может происходить только если $\nu > \nu_0$. Поэтому график зависимости энергии фотоэлектрона T от частоты падающего излучения ν не выражается прямой линией, как у Эйнштейна, а имеет резонансные пики вблизи собственных частот. Таким образом, теория Зоммерфельда говорит об избирательном характере фотоэффекта, причем селективные частоты зависят от свойств освещаемого материала.

Однако эта полуклассическая теория фотоэффекта все же не рассматривается Зоммерфельдом как путь к классическому истолкованию кванта действия. Наоборот, Зоммерфельд считает, что не атомные (молекулярные) размеры определяют, но «само существование молекул рассматривается как функция и следствие элементарного кванта действия. *Какое-либо электромагнитное или механическое «объяснение» мне кажется столь же мало уместным и перспективным, как и механическое «объяснение» уравнений Максвелла*» (курсив мой. — П. К.). «Было бы много полезнее, — продолжает Зоммерфельд, — проследить гипотезу во всех ее многочисленных следствиях и свести к ней другие явления. Если наша физика нуждается, в чем едва ли можно сомневаться, в новых фундаментальных гипотезах, которые добавлялись бы как нечто непривычное к электромагнитной картине мира, то, как мне кажется, к этому более других призвана гипотеза кванта действия».

Именно в этих тонких и проницательных замечаниях по поводу гипотезы кванта действия и заключается важное историческое значение доклада Зоммерфельда. Он понял принципиальное значение гипотезы квантов, ее фундаментальный характер, не сводимый к классическим понятиям. Правда, Зоммерфельд чувствует неясность и темноту квантовых представлений, но это не смущает его. «Но научный оптимизм, — говорит он, — который яв-

ляется основным обязательным принципом прогресса, заставляет нас верить в то, что эта темнота в недалеком будущем рассеется и физические принципы предстанут тогда перед нашим взором во всем ярком свете».

Оптимизм ученого восторжествовал, как и восторжествовало его убеждение в невозможности «объяснения» кванта классически.

Но в 1911 г. положение оставалось далеко не ясным. Разногласия во взглядах на квантовые явления достигли большой остроты. Начиная с 1910 г. ведущие ученые глубоко сознавали, что необходимо обсудить коллективно назревшие трудные вопросы. Так Планк в письме к Нернсту от 11 июня 1910 г. писал: «В области законов излучения, удельной теплоемкости и т. д. создавшееся ныне состояние теории, исполненное пробелов, стало невыносимым для каждого настоящего теоретика». Планк добавлял: «Отсюда вытекает необходимость объединиться и совместно продумать, как помочь делу».

Как раз в эти годы известный изобретатель аммиачного способа производства соды, бельгийский капиталист Эрнст Сольвей выделил средства на организацию Сольвеевских конгрессов по животрепещущим проблемам физики. «Он воспринял с энтузиазмом, — писал о Сольвее Лоренц, — высказанную проф. Нернстом в Берлине идею и собрал осенью 1911 г. небольшой кружок физиков из различных стран, чтобы в многодневных заседаниях обсудить важнейшие проблемы современного естествознания».

По окончании конгресса Сольвей в целях материальной поддержки научных исследований по физике учредил Международный институт физики, в распоряжение которого выделил миллион франков. Во главе института стал комитет под председательством Лоренца. В число членов комитета вошли: от Франции — Мария Кюри-Склодовская и М. Бриллюэн, от Германии —

Э. Варбург и В. Нернст, от Голландии, кроме Лоренца, — Каммерлинг-Оннес, от Англии — Э. Резерфорд, от Дании — М. Кнудсен.

В первом Сольвеевском конгрессе, посвященном теме «Излучение и кванты» и проходившем с 3 октября по 3 ноября 1911 г., приняли участие: от Франции — Марсель Бриллюэн, Поль Ланжевен, Жан Перрен и Анри Пуанкаре, от Германии — Макс Планк, Вальтер Нернст, Генрих Рубенс, Арнольд Зоммерфельд, Вильгельм Вин, Эмиль Варбург, от Англии — Эрнст Резерфорд и Джемс Джинс, от Австрии — Альберт Эйнштейн и Фриц Газенорль, от Голландии — Хейке Каммерлинг-Оннес и Гендрик Лоренц, от Дании — М. Кнудсен. На конгрессе состоялись доклады Лоренца, Джинса, Варбурга, Рубенса, Планка, Кнудсена, Перрена, Нернста, Каммерлинг-Оннеса, Зоммерфельда, Ланжевена, Эйнштейна. Проблема излучения и гипотезы квантов трактовалась в докладах Лоренца, Варбурга, Рубенса, Планка. Проблему теплоемкости и применения теории квантов в физико-химических проблемах рассматривали Джинс, Нернст, Эйнштейн, Кнудсен. Каммерлинг-Оннес делал доклад о сверхпроводимости, Ланжевен — о теории магнетизма. Как мы уже говорили, Лоренц в своем докладе «О применении к излучению теории равномерного распределения энергии по степеням свободы» показал, что теорема равномерного распределения энергии по степеням свободы, примененная к излучению, с необходимостью ведет к закону Рэлея — Джинса.

Планк в своем докладе излагал свой новый вариант теории, приводящий к наименьшему значению энергии $\frac{hv}{2}$. Мы уже приводили изложение этого варианта его теории, и здесь ограничимся только краткой характеристикой его словами самого Планка.

«Я сам пришел к результату, что энергия определенного периодиче-



Участники Сольвеевского конгресса 1921 г.

В первом ряду: А. Майкельсон, П. Вейсс, М. Бриллюэн, Э. Сольвей, Г. А. Лоренц, Э. Резерфорд, Р. Милликен, М. Кюри. Во втором ряду: М. Кнудсен, Ж. Перрен, П. Ланжевэн, О. Ричардсон, Д. Лармор, Х. Капперлинг-Оннес, П. Зеeman, М. де Бройль. В третьем ряду: У. Л. Брэгг, Э. фон Аубель, В. де Гааз, Э. Герцен, Э. Баркла, П. Эренфест, М. Зигбан, И. Фершфельт, Л. Бриллюэн.

ского колебания может принимать любое произвольное значение от 0 до ∞ , но что она меняется непрерывно только при возрастании, наоборот, при убывании делает скачки, а именно уменьшается всегда только от целого кратного $h\nu$ до нуля».

При этом выражение тепловой энергии тела имеет вид

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{h\nu}{e^{kT} - 1} + \text{const} \right) f(\nu) d\nu,$$

и константа в этом выражении будет равна $\frac{h\nu}{2}$.

Другая часть доклада Планка была посвящена новой формулировке квантовой гипотезы. Пуанкаре цитирует основные положения этой формулировки из доклада: «Вероятность непрерывной переменной получится, если мы будем рассматривать элементарные независимые области равной вероятности... Для того чтобы найти эти элементарные области, в классической динамике

пользуются теоремой, гласящей, что два физических состояния, из которых одно является необходимым результатом другого, одинаково вероятные. В физической системе если мы выразим через q одну из обобщенных координат, через p — соответствующий момент, то согласно теореме Лиувилля область $\int p dq$, рассматриваемая в какой-нибудь момент, будет неизменной величиной по отношению ко времени, если q и p изменяются соответственно уравнениям Гамильтона. С другой стороны, q и p могут в данный момент принимать всевозможные значения независимо друг от друга. Отсюда следует, что элементарная область вероятности неизмеримо мала, имея порядок величины $dp dq$. Новая гипотеза должна иметь целью ограничение изменяемости q и p , так чтобы эти переменные изменялись уже только скачками или чтобы они рассматривались как частью связанные одна с другой. Мы приходим, таким образом, к уменьшению количества элементарных областей, так что пространство,

занимаемое каждой из них, увеличивается. Гипотеза квантов действия заключается в предположении, что эти области, будучи равными между собой, уже не бесконечно малы, но конечны и что для каждой из них мы имеем формулу

$$\iint dp dq = h,$$

где h — постоянная величина».

Плоскость переменных (обобщенных координат) и соответствующих импульсов (моментов) называется фазовой плоскостью. Периодический процесс изображается на этой плоскости замкнутой фазовой кривой. Новое правило квантования Планка состоит в том, что площадь, заключающаяся между двумя последовательными допустимыми с точки зрения теории квантов кривыми, должна равняться кванту действия h . Допустимыми же с точки зрения теории квантов фазовыми кривыми являются кривые, ограничивающие площадь, кратную кванту действия:

$$\iint dp dq = \oint p dq = nh.$$

Так, для гармонического осциллятора $q = x = a \sin \omega t$, $p = mx = m\omega a \cos \omega t$. Уравнение фазовой кривой есть уравнение эллипса

$$\frac{q^2}{a^2} + \frac{p^2}{m^2\omega^2 a^2} = 1.$$

Площадь эллипса $S = \pi ab = \pi a^2 m\omega = nh$.

Но энергия осциллятора

$$E = \frac{m\omega^2 a^2}{2}, \quad \omega = 2\pi\nu.$$

Отсюда $E = nh\nu$, т. е. гипотеза квантов энергии. Эта новая формулировка квантовой гипотезы очень близко примыкает к идеям Зоммерфельда, который, как мы видели, принимал действие $\oint L dt$ равным $h/2\pi$. Планк назвал теорию Зоммерфельда «смелой и очень интересной». Эту теорию отмечал и Пуанкаре, считая, что она объясняет «почему X-лучи бывают тем проникательнее и тем «жестче», чем больше скорость катодных лучей».

Впрочем, и значительно позже, в 1918 г. Ф. Рейхе, излагая теорию Зоммерфельда, писал, что Зоммерфельд «с успехом применил свою теорию к объяснению механизма возбуждения рентгеновских лучей и γ -лучей». В то время физики не могли еще дать правильную оценку возникающим теориям. Их ошеломило само вторжение прерывности в мир физических законов. «Мы уже не ограничиваемся» вопросом, должны ли быть изменены дифференциальные уравнения динамики, — писал Пуанкаре, сравнивая переворот, вызванный теорией относительности, с переворотом, вызванным теорией квантов, — мы уже спрашиваем себя, могут еще законы быть выражены с помощью дифференциальных уравнений».

«И в этом-то, — продолжает Пуанкаре, — и состоит наиболее глубокая революция, какую только переживала философия природы со времен Ньютона».

Но революция еще только началась. Еще можно было думать, что классическая электродинамика может быть спасена (в этом и заключалась цель второй теории Планка). Говоря о Сольевевском конгрессе, русский физик Н. А. Умов писал: «Здесь обнаружилось, что теории излучения основываются частью на старых, частью на новых учениях, что они не представляют цельности в своих методах и не могут быть рассматриваемы как окончательные».

Эта борьба старого и нового характерна для всего периода, вплоть до создания новой квантовой механики, которая наконец-то привела к столь страстно желаемой законченности и цельности. Но эта законченность и цельность были достигнуты путем отказа от классических, привычных представлений.

Вскоре после конгресса 16 декабря 1911 г. Планк выступил с докладом «О новых термодинамических теориях» в Немецком химическом обществе в Берлине. Здесь Планк связывает тепловую теорему

Нернста с гипотезой квантов. Планк, по-видимому, был первым из физиков, кто понял, что «вычисление кривых упругости паров и химических равновесий становится в зависимости от планковской постоянной h ». Разбирая основные принципы термодинамики и останавливаясь на основных термодинамических функциях: внутренней энергии, энтропии, свободной энергии и термодинамическом потенциале, Планк указывает, что в определениях всех этих функций содержатся неопределенные постоянные, которые классическая термодинамика не в состоянии определить. «Таково было состояние теории, — пишет Планк, — когда шесть лет тому назад В. Нерст выступил с изумительной гипотезой, значение которой, коротко говоря, заключается в том, что она чрезвычайно простым способом и в то же время применимо ко всем вообще случаям устанавливает значение аддитивной константы в выражении энтропии S , которое классическая термодинамика оставляла еще неопределенным».

Планк дает свою формулировку теоремы Нернста, которая как он пишет, «по моему мнению, является наиболее глубокой и в то же время самой простой». Вот эта формулировка Планка: «*Энтропия конденсированного (т. е. твердого или жидкого) химически гомогенного вещества при нуле абсолютной температуры равна нулю*». Из этой формулировки вытекает в качестве следствия и вывод сформулированный Нернстом в качестве теплового закона, что теплоемкость всех конденсированных химически однородных веществ при приближении к абсолютному нулю стремится к нулю.

Для химически однородного идеального газа классическая термодинамика дает выражение энтропии:

$$S = n(C_p \ln T - R \ln p + k),$$

где n — число молекул, p — давление, C_p — молекулярная теплоемкость при постоянном давлении,

R — газовая постоянная, k — неопределенная константа. «Нерстова теорема теплоты, — указывает Планк, — делает это выражение более точным в том отношении, что константа имеет вполне определенное, измеримое значение, характерное для всех физико-химических свойств газа. Поэтому указанную константу можно назвать химической константой газа».

Это важное значение химической постоянной газа стимулировало поиски ее теоретического расчета. Замечательные результаты получил в 1911—1913 гг. О. Саккур, который показал, что эта постоянная может быть вычислена для одноатомных газов из числа n , массы молекул и универсальных постоянных Больцмана и Планка. Об этих результатах Саккура, полученных также Г. Тетроде (1912) и О. Штерном (1913), мы скажем дальше, а пока продолжим изложение доклада Планка. Указав на большое принципиальное значение теоремы Нернста и пояснив это значение на ряде примеров, Планк подходит к выяснению глубокого физического смысла этой теоремы. Этот смысл раскрывается в атомистике. Планк обращается к знаменитому соотношению Больцмана между энтропией и термодинамической вероятностью, которое, по его мнению, позволит уяснить атомистическое значение константы энтропии и, следовательно, теоремы Нернста. Для вычисления термодинамической вероятности состояния надо подсчитать распределение молекул по интервалам энергии. Величины этого интервала в классической статистике оставались произвольными лишь бы они были физически бесконечно малы. Эта неопределенность в определении величин интервала и приводила к неопределенности в выражении энтропии.

«Аддитивная константа в выражении энтропии, — пишет Планк, — оставляемая неопределенной классической термодинамикой, соответствует с атомистической точки зрения

неопределенности элементарных областей вероятности, которыми мы пользуемся для вычисления энтропии; а так как тепловая теорема Нернста определенно устанавливает значение этой константы, то физическое содержание этой теоремы, будучи выражено в самой общей форме, состоит в том, что *элементарные области вероятности* не могут быть как угодно малы, но имеют вполне определенную величину, которую во многих случаях можно прямо указать».

В этом утверждении содержится исходный пункт квантовой статистики. Не мудрено, что он казался «всякому, кто занимается более близким изучением молекулярных процессов, странным и в высшей степени поразительным». Планк указывает, однако, что к этой гипотезе вынуждают поразительные результаты, достигнутые в теории излучения и теории теплоемкости. «Ввиду таких результатов представляется едва ли допустимым долее говорить здесь о случайности». Но именно это обстоятельство делает особенно актуальной проблему: «Найти самую сущность и более глубокое физическое значение гипотезы, согласно которой для термодинамической вероятности существуют вполне определенные элементарные области, потому что, — добавляет Планк, — именно так мне хотелось бы формулировать истинное содержание так называемой *гипотезы квантов*».

Планк указывает, что Саккур недавно произвел вычисление таких элементарных областей. Он имеет в виду работу Саккура 1911 г., в которой последний производил расчет химической постоянной, исходя из гипотезы квантов. Но само обоснование гипотезы Планку кажется в высшей степени трудным. Предположение, что сама энергия квантуется, Планк решительно отвергает: «Мы не можем считать мыслимым прерывистое, скачкообразное изменение кинетической энергии прямолинейно-поступательного движения».

Правда, гипотеза квантов энергии колебательного движения выдвигалась и защищалась. «Последнего предположения, — пишет Планк о квантах энергии колебательного движения, — я и сам раньше придерживался, но теперь отказался от него, так как и его считаю слишком радикальным для того, чтобы исходить из него во всех случаях».

«Однако, — продолжает Планк, — нет никакой надобности идти так далеко. Гипотеза квантов требует только, чтобы в элементарных законах, которым подчинены атомистические силы, заключалась некоторая прерывистость, скачкообразность, результатом которой были бы отдельные рассеянные в пространстве и не связанные непрерывно (дискретные) *области вероятности*. О природе такой прерывистости ничего нельзя сказать наперед, и надо принять во внимание, что *строение из элементарных количеств относится ближайшим образом не к энергии, а к вероятности*» (курсив мой. — П. К.).

Далее Планк указывает, что о квантах энергии можно говорить только в периодических процессах. «Для непериодических процессов А. Зоммерфельд недавно предложил в общих чертах очень смелую и очень интересную теорию, в которой, разумеется, играют роль только элементарные количества действия, а не энергии».

Несмотря на такие разногласия в гипотезе квантов, Планк убежден, что «этой гипотезой заложен фундамент для сооружения здания теории, которой предназначено в будущем пролить новый свет на детали тонких и быстрых процессов, происходящих в молекулярном мире».

Эти замечательные идеи Планка расширяли область применения гипотезы квантов и начинали развитие квантовой статистики. Теорию одноатомных газов с точки зрения теории квантов разрабатывали также Саккур и Тетроде. Результаты этих исследований сыграли важную роль в развитии статистики и поны-

не входят во все учебники термодинамики и статистической физики. Для давления одноатомных газов термодинамика дает выражение

$$\ln p = -\frac{\lambda}{RT} + \frac{5}{2} \ln T + i,$$

здесь λ — скрытая теплота парообразования, R — газовая постоянная, T — абсолютная температура, i — некоторая постоянная, которую классическая термодинамика оставляет неопределенной. Эта постоянная тесно связана с постоянной в выражении энтропии, будучи ей пропорциональной. Нернст назвал ее *химической постоянной* и указал, что она «зависит только от природы взятого газа и не зависит от свойств рассматриваемого физического или химического равновесного состояния». Это свойство химической постоянной вытекало из его теплового закона и приводило к выводу о возможности вычисления ее путем простого теоретического расчета. «Различные исследователи, — писал Нернст, — побуждаемые этим предположением, занялись разработкой этого вопроса и получили чрезвычайно важное и замечательное соотношение:

$$i = \ln \frac{(2\pi m)^{3/2} h^{5/2}}{h^3},$$

где $m = \frac{M}{N}$ есть масса атома, $k = \frac{R}{N}$ (N — число молекул в одном моле), h — планковская постоянная». Это выражение было получено почти одновременно О. Саккуром и Г. Тетроде в 1912 г. и получило название формулы Саккура—Тетроде. Нередко формулой Саккура—Тетроде называют формулу для энтропии одного моля:

$$S = R \ln v \frac{(r\pi m k T)^{3/2} e^{3/2}}{h^3},$$

где e — основание натуральных логарифмов. В этом случае константа энтропии для одного моля будет

$$C = R(2\pi m k)^{3/2} e^{3/2}.$$

В 1913 г. теоретический вывод формулы Саккура—Тетроде дал О. Штерн, впоследствии получивший Нобелевскую премию за открытый им метод молекулярных пучков. Основную идею расчета Штерна Нернст излагает следующим образом: «Наш тепловой закон устанавливает, что i не зависит ни от природы конденсата, ни даже от природы рассматриваемого равновесного процесса. Поэтому если бы удалось создать возможно простую модель твердого тела, находящегося в равновесии со своими насыщенными парами, для которой мы могли бы произвести расчет, то с очень большой вероятностью можно было бы считать полученное таким путем для i значение пригодным и для всех других случаев, как бы сложны они ни были».

Такой моделью у Штерна была совокупность атомов — осцилляторов, подчиняющихся эйнштейновскому закону твердого тела, каждый из которых колебался внутри ограниченной сферы действия, вне которой его можно считать свободным. Расчет Штерна изложен как у Нернста, так и в современном курсе термодинамики Эпштейна.

Обращаясь к выводу Саккура, следует отметить, что, основываясь на теории квантов и вероятностной интерпретации энтропии, он уже в 1911 г. показал связь теоремы Нернста с квантовыми представлениями, как это было сделано и Планком в рассмотренном нами выше докладе.

В 1912 г. Саккур и независимо от него Тетроде пришли к выводу, что фазовый объем одноатомного газа равен h^3 . В 1913 г. в Геттингенском университете состоялась серия докладов по кинетической теории материи и электричества. Доклады делали М. Планк, П. Дебай, М. Смолуховский, Г. Лоренц и А. Зоммерфельд, Х. Каммерлинг-Оннес и В. Кeesом. Доклад «Современное значение квантовой гипотезы для кинетической теории газов» сделал М. Планк. Он вновь подчеркнул, что квантовая гипотеза требует опреде-

ленной конечной величины ячеек фазового пространства, в отличие от статистики Больцмана оставлявшей их неопределенными. Тем самым получает определенное значение постоянная энтропии и Планк выпиcывает значение энтропии, полученное на основе квантовой гипотезы:

$$S = kN \left\{ \frac{5}{2} \ln T - \ln p + \right. \\ \left. + \ln \left[(2\pi em)^{3/2} \frac{k^{5/2} N}{G} \right] \right\},$$

где e — основание натуральных логарифмов, G — величина фазового объема,

$$G = \int dx dy dz d\xi d\eta d\zeta,$$

где ξ, η, ζ — компоненты импульса. «Чтобы эта величина, — пишет Планк, — как этого требует квантовая гипотеза, имела определенное значение, пределы интеграла, естественно, должны быть вполне определенными, и фундаментальной важности задача теории состоит в том, чтобы выяснить физическое значение этих пределов». Планк указывает, прежде всего, что эта область G пропорциональна числу атомов: $G = Ng$, где g уже не зависит от числа атомов. Далее он получает формулу Нернста для давления насыщенного пара:

$$\ln p_s = -\frac{r_0}{kT} + \frac{5}{2} \ln T + \\ + \ln \left\{ (2\pi m)^{3/2} \frac{k^{5/2}}{eg} \right\}.$$

В этом уравнении ясно видна связь химической постоянной Нернста с элементарной ячейкой фазового объема g , имеющей размерность *энергия* $\times$ *время*.

«О. Саккур и Г. Тетроде, — пишет Планк, — исходя из выполненных до сих пор измерений, именно с аргонном и ртутью, пришли к заключению, что $g = h^3$, где h означает выведенный из теплового излучения универсальный квант действия около $6,4 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Если это следствие оправдается, если при этом окажется, что только g является ве-

личиной, не зависящей от природы газа и отличающейся от h^3 только числовым множителем, то тем самым будет получен результат такого фундаментального значения для всей термодинамики и всего учения о химическом сродстве, что я хочу здесь обратиться с призывом ко всем тем, кто в состоянии выполнять такого рода измерения, чтобы этот принципиальный вопрос был решен возможно скорее и возможно основательнее. Их решение в ту или другую сторону будет, в свою очередь, содействовать тем, кто поставил целью дальнейшее развитие квантовой гипотезы в области кинетической теории материи».

Планк ясно видел глубокое значение гипотезы Саккура и Тетроде, которая ныне стала основным принципом квантовой статистики. Найденное ими значение химической постоянной, кроме того, подводило к вопросу о справедливости газовых законов вблизи абсолютного нуля. Уже в это время начала выкристаллизовываться идея вырождения газа. Тетроде (1913), Зоммерфельд (1913) и Кеезом (1914) выдвинули гипотезу, что при низких температурах газ становится подобным твердому телу, что и для газов энтропия при абсолютном нуле обращается в нуль. Нернст (1916) представлял, что «при низких температурах поступательное движение газовых молекул под влиянием происходящего в нулевой точке излучения эфира все более переходит во вращательное движение, таким образом, что в самой точке абсолютного нуля газовые молекулы уже вращаются с постоянной скоростью вокруг равномерно распределенных в пространстве точек равновесия».

Явление вырождения газов было полностью объяснено квантовой статистикой.

Саккуру принадлежит также важная идея, относящаяся к общей концепции кванта действия. Мы говорили уже о найденном Зоммерфельдом соотношении между энергией и временем ее действия, свя-

занном с понятием кванта действия. Принцип Зоммерфельда произвел большое впечатление на современников, и мы уже приводили ряд высказываний, относящихся к этому принципу. Приведем еще высказывание русского физика Николая Алексеевича Умова о принципе Зоммерфельда, взятое из его доклада «Эволюция физических наук и ее идейное значение», прочитанного 29 декабря 1913 г. на съезде преподавателей физики, химии и космографии.

«По мнению Зоммерфельда, — говорит Н. А. Умов, — теория квантов указывает на существование общего закона, регулирующего течение молекулярных процессов. Время, потребное материи, чтобы заимствовать или отдать некоторое количество энергии, тем короче, чем эта энергия больше. Обмен большими количествами энергии происходит в короткое время, а малыми — в продолжительное, так что произведение количества энергии на время обмена есть кратное от кванта, которое является не элементом энергии, а элементом действия, представляемым произведением энергии на время. Все молекулярные процессы сопровождаются обменом энергиями; поэтому, по Зоммерфельду, течение молекулярных процессов совершается определенными порциями действия. Его закон гласит: во всяком элементарном молекулярном явлении действие, поглощенное или потерянное молекулой, имеет вполне определенную универсальную величину $\frac{h}{2\pi}$. Этот закон находит свое оправдание в тех процессах, в которых смысл термина — молекулярное явление — и продолжительность последнего могут быть точно установлены».

Вот этот-то принцип Зоммерфельда и привлек внимание Саккура.

25 октября 1912 г. он сделал на заседании Немецкого физического общества доклад «Универсальное

значение так называемого элементарного кванта действия».

Саккур начинает свой доклад с упоминания о работах по вычислению постоянной энтропии и химической постоянной. «В двух недавно появившихся работах, — пишет он, имея в виду свои статьи 1911 и 1912 гг., — я пытался показать, что константа энтропии и вместе с тем введенная Нернстом «химическая постоянная», определяющая химическое поведение газа и давление пара его конденсата, определяются так называемой элементарной областью $d\sigma$ ».

Эта элементарная область $d\sigma$, о которой говорит Саккур, есть та область фазового пространства, о которой писал Планк, называя ее элементарной областью вероятности. Она, как пишет Саккур, «может быть вычислена для одноратомных газов из числа молекул и их массы и универсальных постоянных... Я пришел к этому результату с помощью гипотезы Зоммерфельда, что каждое действие является целократным элементарного действия h . Но так как действие определяется произведением энергии на время, т. е. произведением двух величин, принимаемых до сих пор всеми за непрерывные, то эта гипотеза кажется в высшей степени странной». Саккур и ставит своей задачей объяснение постоянной Планка «менее странным образом», не отказываясь от непрерывности энергии. С этой целью он рассматривает, как и в теории излучения, систему из N осцилляторов с заданной полной энергией E . Как и в теории твердого тела Эйнштейна, он считает период колебаний τ всех осцилляторов одинаковым, а сами осцилляторы — взаимодействующими друг с другом только посредством излучения. Состояние каждого осциллятора определяется его энергией ϵ . Саккур задает вопрос: какова вероятность того, что атом, проходя через положение равновесия, обладает энергией ϵ ? Он указывает, что эта вероятность будет конечной только тог-

да, «когда мы будем рассматривать энергию равной не в точности ϵ , а заключающейся между ϵ и $\epsilon + d\epsilon$ ». Вместе с тем и время прохождения атома через положение равновесия не должно быть бесконечно малым, а иметь некоторое конечное значение Δt . «Только для конечного времени наблюдения и конечного интеграла энергии мы получим конечную вероятность, причем она будет тем больше, чем большими мы выберем интервал энергии $\Delta\epsilon$ и время наблюдения Δt ». Это очень интересная постановка вопроса, совершенно в духе современной квантовой механики, где неопределенность в измерении наблюдаемых сопряженных величин является совершенно обязательной. Саккур полагает, что в простейшем случае искомая вероятность обнаружить атом в интервале энергии $\Delta\epsilon$ за время наблюдения Δt пропорциональна произведению этих интервалов:

$$w = f(\epsilon) \Delta\epsilon \Delta t.$$

При этом вероятность определяется отношением числа атомов n , соответствующих данным условиям, к полному числу атомов (осцилляторов) N : $w = \frac{n}{N}$, и поэтому

$$n = N f(\epsilon) \cdot \Delta\epsilon \cdot \Delta t.$$

Далее Саккур описывает мысленный эксперимент, позволяющий определить n . Наблюдатель, обладающий способностью видеть и считать атомы (нечто вроде максвелловского демона), дает сигнал всякий раз, когда атом с энергией в пределах от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ проходит через положение равновесия. Тогда n равно числу сигналов, посылаемых наблюдателем за время Δt . Если число n постоянно, т. е. вероятность обнаружить атом в этом состоянии постоянна, то произведение $\Delta\epsilon \cdot \Delta t$ должно быть постоянным. «Это столь естественное допущение сначала является произвольным, однако оно будет подтверждено согласием его следствий с опытом». Поэтому для одинаковых вероятностей w

произведение $\Delta\epsilon \cdot \Delta t$ должно быть постоянной и именно универсальной постоянной. Все же величины, характерные для данной системы (объем v , энергия E , масса атомов m и т. д.), должны входить в функцию f .

Обозначим

$$\Delta\epsilon \cdot \Delta t = h$$

и, следовательно,

$$w = \frac{n}{N} = h \cdot f(\epsilon).$$

Равенство $\Delta\epsilon \cdot \Delta t = h$, по Саккуру, является, следовательно, определением h . Из него следует, что для бесконечного времени наблюдения ($\Delta t = \infty$) имеется конечная вероятность того, что атом будет обладать энергией, в точности равной ϵ ($\Delta\epsilon = 0$). Для того чтобы сумма $\sum n = \sum N h f(\epsilon)$ равнялась N , а не была бесконечной, необходимо, чтобы атом считался только один раз. Таким образом, время наблюдения Δt должно быть таким, чтобы за это время атом проходил через положение равновесия только один раз. Но для этого, очевидно, время наблюдения должно равняться периоду колебаний τ . Тогда

$$\Delta\epsilon \tau = h \text{ и } \Delta\epsilon = \frac{h}{\tau} = h\nu,$$

т. е. энергия осциллятора квантуется.

Таковы принципиальные соображения Саккура. Важность их не подлежит сомнению. Саккур пошел дальше Зоммерфельда, который выразил свой принцип в интегральной форме. Саккур же придал ему форму, *тождественную с современной формой соотношения неопределенностей*. Это соотношение у Саккура является *определением* постоянной Планка. Сам Саккур хорошо сознавал новый и принципиальный характер своего определения. Когда вскоре после публикации доклада Саккура К. Эйзенман заявил претензию на приоритет вывода эйнштейновской формулы энергии твердого тела, содержащейся в статье Саккура, то Саккур решительно возразил, что

суть его работы не в этом выводе. «Данное мною определение постоянной h , — писал Саккур в своем ответе Эйзенману, — и вытекающий отсюда вывод уравнения излучения, поскольку он *выходит за рамки рассуждений Планка и Эйнштейна* (курсив мой. — П. К.), в статье Эйзенмана не содержится».

Опираясь на свое определение h , Саккур получил и закон излучения Планка, и уравнение Эйнштейна для теплоемкости. Вместе с тем он дал новый вывод выражения энтропии идеального газа. Это выражение имеет вид

$$S = \frac{3}{2}kN \ln E + kN \ln V + \\ + \left[-kN \ln N - \frac{3}{2}kN \ln \left(\frac{3N}{4\pi m} \right) - \right. \\ \left. - 3kN \ln h + \frac{3}{2}kN \right] = \\ = \frac{3}{2}kN \ln E + kN \ln V + S',$$

где

$$S' = -kN \left(\ln N + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{3N}{4\pi m} \right) + \right. \\ \left. + 3 \ln h - \frac{3}{2} \right).$$

«Это уравнение, — пишет Саккур, — полностью совпадает с ранее введенным уравнением энтропии для идеального газа, если мы положим там $d\sigma = \frac{wh^3}{m}$ ».

Далее он приводит данные эмпирической проверки его уравнений по кривой давления ртутных паров. «Согласие вычисленной и экспериментально определенной кривой давления вполне хорошее... Тем самым впервые проведен расчет кривой давления пара из определяемых калориметрических величин; одновременно получается новое непосредственное подтверждение теремы Нернста, которая предполагалась при выводе уравнения давления пара».

Таковы замечательные результаты Саккура. Однако если его формула химической постоянной и по-

стоянной энергии не была забыта, то его определение постоянной Планка постигла другая участь. Его не вспомнили даже тогда, когда уравнение $\Delta E \cdot \Delta t = h$ и эквивалентное ему соотношение $\Delta p \cdot \Delta q = h$ вошли во все учебники.

В этом, по-видимому, виноват сам Саккур, который не только не мог понять истинного смысла своего соотношения, но и неправильно думал, что оно избавляет от квантования энергии. Он думал, что данный вывод энергии и энтропии идеального газа не нуждается «в противоположность старому, обоснованному Планком представлению» в том, чтобы «приписывать энергии или действию атомную структуру».

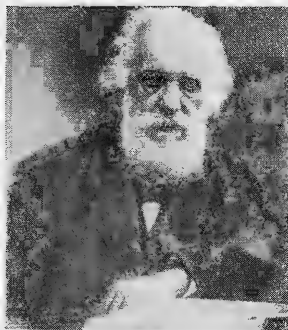
Само представление h в виде двух множителей Δe и Δt Саккур считал только «вычислительным приемом», который необходим для расчета констант, входящих в выражение энтропии. Он полагал, что взамен «странный» «принципа квантования» непрерывной энергии им дано физическое понятие вероятности, основанное на «почти само собой разумеющемся допущении, что наступление событий будет тем более вероятным, чем больше представляется времени на его появление».

Как бы то ни было, самый факт написания в 1912 г. соотношения неопределенности

$$\Delta e \cdot \Delta t = h$$

является замечательным и не может быть обойден историком квантовой физики.

Вскоре после Саккура принципиальная сторона концепции квантов подверглась обсуждению в статье русского физика Н. А. Умова «Возможный смысл теории квантов», опубликованной в 1913 г. Эта статья в ее выводах удивительным образом перекликается со статьей Саккура. При этом если Саккур ставил своей целью сделать менее странным принцип Зоммерфельда, то Умов пытался спасти закон равномерного распределения энергии



Н. А. Умов.

по степеням свободы. С этой целью он рассматривает состояние системы по отношению к окружающему агенту — эфиру — и задается вопросом о том, какие движения по отношению к этому агенту являются упорядоченными и какие неупорядоченными. Чувствительность агента — эфира — по отношению к движениям моделируется некоторым манометром. Если манометр, подобный обычному манометру, воспринимает только действие всей совокупности молекул, то для такого манометра сумма энергий неупорядоченных движений равнялась нулю. Манометр типа демона Максвелла способен воспринимать импульсы отдельных молекул, и для него вся энергия будет энергией неупорядоченных движений. «Между этими крайними типами могут быть вставлены манометры, чувствительность которых определяется способностью воспринимать группы импульсов, энергия которых лежит между пределами: произвольным E и другим $E + \varepsilon$, где величину ε мы будем считать пока определяемой природой манометра и дробь $\frac{1}{\varepsilon}$ — мерой его чувствительности. Для обыкновенно-

го манометра $\varepsilon = \infty$ и чувствительность равна 0; для демона Максвелла $\varepsilon = 0$ и чувствительность бесконечно велика», — пишет Умов в своей работе.

Очень интересно наблюдать, как самыми различными путями входит идея неопределенности измерения. Саккур представляет наблюдателя, который регистрирует атомы с энергией E с неопределенностью ΔE . Умов воображает некий прибор — манометр, выполняющий ту же функцию с определенной чувствительностью. Обработывая математически свою идею, Умов получает формулу Планка. Его окончательный вывод формулируется следующим образом: «Эфир обладает различной степенью чувствительности по отношению к неупорядоченным движениям материальных систем. Эта чувствительность зависит от числа естественных колебаний молекулы и представляется величиной $\frac{1}{h\nu}$, где h есть постоянная, зависящая от свойств эфира и потому универсальная, а ν есть число естественных колебаний молекулы системы». Таким образом, если обозначить наименьшую энергию, воспринимаемую прибором — эфиром, — через ΔE , а период молекулы $\frac{1}{\nu}$ — через Δt , то вывод Умова представляется формулой Саккура

$$\Delta E \cdot \Delta t = h.$$

Комментируя этот вывод Умова, проф. А. С. Предводителев, впервые обративший внимание на то, что он совпадает с принципом неопределенности, писал: «Таким образом, мы видим, насколько близко Умов подходил уже тогда к современным воззрениям волновой механики. По сути дела, он первый в истории развития теории квантов осмелился сказать о приближенном характере измерений параметров, определяющих состояние системы».

Мы закончим эту главу рассмотрением теории «световых атомов» М. Вольфке, изложенной им же

в двух сообщениях в октябре—ноябре 1911 г. Вольфке исходит из гипотезы Эйнштейна, что «световая энергия не только при испускании и, возможно, при поглощении, но и в свободном пространстве обладает прерывным характером». Исходя из этого, Вольфке предполагает, что «световая энергия распространяется в пространстве не непрерывно, а локализована в очень большом конечном числе центров». Эти центры Вольфке называет атомами света. Он принимает, что эти атомы не могут сами по себе возникать и исчезать, они порождаются и поглощаются материальными телами. Он полагает далее, что число световых атомов в вакууме не может быть изменено отражением от абсолютно отражающих поверхностей. И наконец, в соответствии с фактом существования светового давления он принимает, что световые атомы оказывают на поглощающую или отражающую поверхность давление, пропорциональное переносимой ими энергии. Далее, опираясь на теорию отражения света от движущегося зеркала, он формулирует основной закон световых атомов: «Световой атом может изменять энергию и частоту только одновременно и притом так, что отношение энергии и

частоты остается постоянным $\frac{E}{\nu} = \alpha$ ». Вольфке использует концепцию световых атомов для вывода закона Планка, исходя из статистических соображений и закона Вина. Он получает формулу для плотности энергии излучения в виде

$$U = \frac{\alpha \beta \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\frac{\alpha \nu}{e k T} - 1},$$

из которой следует, что α тождественно с планковской постоянной h .

Он находит, что $\frac{\alpha}{k} = 4,79 \cdot 10^{-11}$, $\beta k = 3,37 \cdot 10^{-5}$, и, полагая $k = 1,34 \cdot 10^{-16}$, находит $\alpha = 6,42 \cdot 10^{-27}$. Он вычисляет также массу светового атома

$$m = \frac{\alpha \nu}{c^2} = 7 \cdot 10^{-48} \text{ г.}$$

Так развивалась концепция квантов. Но в том же, 1913 г. произошло важнейшее событие, круто повернувшее развитие теории квантов: Н. Бор применил гипотезу квантов к теории строения атома. Этот шаг был подготовлен не только развитием квантовой теории, но и экспериментальными исследованиями взаимодействия излучения с веществом. К этим исследованиям мы и обращаемся.

ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

РАССЕЯНИЕ КАТОДНЫХ ЛУЧЕЙ ВЕЩЕСТВОМ

Как мы уже говорили, в начале XX в. физики открыли, помимо известных уже катодных и положительных лучей, новые виды излучения: рентгеновские лучи, α -лучи, β -и γ -лучи, испускаемые радиоактивными веществами. Природа всех этих излучений стала предметом исследований выдающихся физиков. Наиболее полно она раскрывалась в процессах прохождения излучений через вещество. Одним из первых исследовал прохождение катодных лучей через тонкие металлические пластинки Филипп Ленард, получивший за эти исследования Нобелевскую премию в 1905 г. Вот как он формулирует результаты своих опытов в докладе 1910 г.:

«Эти электрические заряды, двигающиеся, как катодные лучи, проходят сквозь те атомы газа, которые встречаются им на пути, совершенно так же, как они проникают атомы алюминия в окне, вделанном в гейслеровской трубке. Они пронизывают крошечные части пространства, занимаемые атомами...

Искривление пути при прохождении через атом служит доказательством того, что внутри атомов должны существовать электромагнитные поля, и притом необычайной силы...

Следует, таким образом, положить, что электрические заряды внутри атома служат центрами внутриатомных электрических полей, а так как атомы обыкновенно не обнаруживают электрических свойств, то в каждом из атомов должно заключаться одинаковое количество положительных и отрицательных зарядов.

Итак, мы представляем себе, что внутри атома сгруппировано одинаковое число положительных и отрицательных элементарных зарядов; между каждой парой зарядов существует вихревая нить, силовое поле, которое и обнаруживается при помощи катодных лучей.

Такое поле между двумя отдельными элементарными зарядами, являющееся элементарной составной частью силовых полей в атоме, я назвал динамидой...

Из исследования поглощения катодных лучей различной скорости можно было заключить, насколько

атомное пространство заполнено центрами динамидных полей, насколько оно остается непроницаемым для электронов. И обнаружилось, что это непроницаемое пространство в атоме чрезвычайно малых размеров. В одном кубическом метре даже самой малой компактной материи, например платине, остается в общей сложности меньше одного кубического миллиметра такого непроницаемого пространства. Таким образом, почти весь объем твердого тела заполнен силовыми полями, принадлежащими электрическим зарядам в атоме».

В истории физики утвердилось мнение, что именно Ленард обнаружил ядерную структуру атома. Так, Зоммерфельд в своей книге «Строение атома и спектры», излагая теорию динамид Ленарда, писал: «Все представления, развитые Ленардом еще в 1903 г., поразительным образом (!) совпадают с представлениями теории ядра, построенной Резерфордом в 1913(?) г. на основе совершенно другого опытного материала. Для того чтобы результаты Ленарда перевести на современный язык, надо лишь вместо динамид говорить о ядре, а вместо числа динамид, входящих на один атом, — о заряде ядра». Точно так же Лауэ в своей «Истории физики» писал: «Для объяснения проникающей способности электронов Ленард уже в 1900 г. развил свою динамическую теорию тел, которая имеет много общего с позднее появившейся моделью атома Резерфорда».

Действительно, Ленард обнаружил «пустотность» атома, но он не оценил правильно ее величины, как в этом нетрудно убедиться из приведенного в цитате подсчета Ленарда. Атом Ленарда значительно менее «пустотен», чем атом Резерфорда. Кроме того, у Ленарда нет ни малейшего намека на концентрацию массы атома в центральной части. Атом Ленарда — это совокупность динамид, которые, скорее, являются нейтральными дублетами, чем составными заряженными частями

ядра. Вернее оценил концепцию Ленарда Глесстон, который писал о теории Ленарда: «Одна из них (гипотез о строении атома. — П. К.), высказанная Ленардом в 1903 г., основывается на том факте, что быстрые катодные лучи могут проходить через слои алюминия и других металлов. Поэтому казалось вероятным, что большая часть атома представляет пустое пространство, и Ленард предположил, что вещественная часть атома состоит из нейтральных дублетов, названных им «динамидами, каждый из которых состоит из положительного и отрицательного зарядов». Укажем еще, что Уайттекер в своей «Истории эфира и электричества» также не считает теорию Ленарда совпадающей с теорией Резерфорда и добавляет, что теория Ленарда не пользовалась большим признанием.

Но, конечно, историческое значение опытов Ленарда очень велико. Здесь впервые наблюдалась способность частиц проходить через вещество и рассеиваться этим веществом. Ленард констатировал, что интенсивность потока электронов убывает с расстоянием от их источника малых размеров по закону Ae^{-Br} , где r — путь, пройденный от источника в веществе.

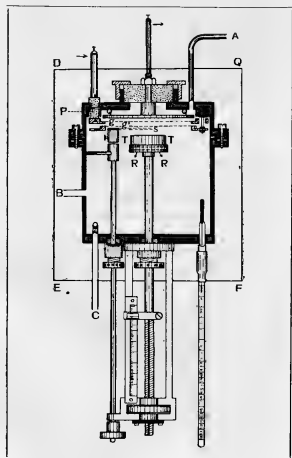
ПРОХОЖДЕНИЕ α -ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВА

В 1904 г. проф. университета в Аделаиде Уильям Брэгг сделал на собрании Австралийской ассоциации преуспевания наук в Новой Зеландии доклад о прохождении частиц через вещество. Он исходил из идеи, что «атом представляет совокупность электронов, разделенных пустым пространством, размеры которого велики по сравнению с объемом самих электронов». Поскольку один электрон, обладающий достаточной скоростью, способен проходить через силовое поле, господствующее в атоме, то и α -частица, представляющая, как думал Брэгг, совокупность электронов, также

должна при достаточной скорости проходить через вещество. «Я был поражен, — писал Брэгг, — что в этом случае α -частица не обнаруживает рассеяния».

Результаты своих исследований по прохождению α -частиц через вещество Брэгг в своем докладе в январе 1904 г. формулировал следующим образом: «Не будет правильным сказать, что величина излучения, проникшего на расстояние, пропорциональна выражению e^{-ax} , скорее, будет правильной сказать, что: 1) число α -частиц, проникших на данное расстояние, не меняется значительно с расстоянием до некоторого критического значения, при прохождении которого наблюдается быстрый спад; 2) энергия α -частиц, проникающих на данное расстояние, постоянно уменьшается с возрастанием расстояния и исчезает при том же критическом значении».

Схема установки для опытов Брэгга.



Это утверждение является выражением того, чего мы должны ожидать, если ответственной за поглощение излучения будет только ионизация, расходующая энергию».

Отсюда Брэгг делает вывод, что «если α -частица движется по прямому направлению без отклонения и если она расходует энергию на производство ионизации вдоль своего трека, то она должна иметь *длину пробега* (range) и ионизационный эффект потока α -лучей должен внезапно прекращаться на определенном расстоянии от начала потока, расстоянии, которое должно зависеть от начальной скорости частицы и природы пересекаемого лучами материала».

Как мы уже видели, фотографии в камере Вильсона, полученные в 1911 г., наглядно демонстрируют справедливость этого утверждения. Но уже до этих фотографий были получены важные результаты, относящиеся к длине пробега α -частицы. Так, в докладе 1904 г. Брэгг смог четко формулировать следующие выводы:

а) α -частица не рассеивается заметно при прохождении через вещество, но «поглощается» только посредством траты ее энергии на ионизацию.

б) α -частица имеет определенную длину пробега, зависящую для данного материала от начальной скорости.

в) Радий в состоянии равновесия содержит четыре субстанции, каждая из которых выбрасывает α -частицы одного и того же сорта, но с разными начальными скоростями.

г) Длина пробега α -частицы самого радия составляет около 3,3 см.

е) α -частица производит тем большую ионизацию, чем меньше становится ее скорость.

Следует отметить, что факт существования определенного пробега α -частиц был установлен для частиц, испускаемых полонием, Марией Кюри-Склодовской (1900). В своей диссертации она писала: «Лучи полония распространяются в воз-

духе лишь на расстояние нескольких (4—6) сантиметров от источника».

Для определения длины пробега α -частиц Брэгг пользовался ионизационным методом.

В мае 1909 г. Гейгер опубликовал работу по определению длины пробега α -частиц методом, несколько отличающимся от метода Брэгга. Гейгер получил характерную кривую с пиком на конце перед внезапным обрывом кривой. Это показывает, что все α -частицы, выходящие из одного источника, движутся с одной и той же начальной скоростью. Гейгер установил соотношение между начальной скоростью α -частиц и длиной пробега. Согласно этому соотношению длина пробега R пропорциональна кубу начальной скорости $R = kv^3$. На последних участках пробега этот закон не применим.

Длина пробега является важной характеристикой радиоактивного вещества. В 1911—1912 гг. Гейгер и Нэттолл установили фундаментальное соотношение между длиной пробега α -частиц и постоянной распада радиоактивного элемента λ . Закон Гейгера—Нэттолла приблизительно имеет вид

$$\ln \lambda = A + B \ln R.$$

Так как R будет тем больше, чем больше энергия частиц, то из закона Гейгера—Нэттолла следует, что, чем более энергичные частицы выбрасывает вещество, тем скорее оно распадается. Объяснение этому факту дала квантовая механика. Сам факт говорит в пользу принципа Зоммерфельда—Саккура—Умова, хотя эти авторы на него не ссылались.

Брэгг исследовал пробеги в различных веществах. Для характеристики торможения частиц в различных веществах он ввел понятие «задерживающей способности» (Stopping power). Если R — длина пробега в исследуемом веществе, R_0 — длина пробега в веществе, выбираемом в качестве эталона, d и d_0 — плотности этих веществ и A и A_0 — их атомные веса, то задерживающая



Г. Гейгер.

способность вещества A относительно вещества A_0 выражается формулой

$$S = \frac{R_0 d_0}{R d} \cdot \frac{A}{A_0}.$$

Брэгг и Клеман установили, что задерживающая способность пропорциональна корню квадратному из его атомного веса. Брэгг полагал, что *рассеяние* α -частиц в веществе ничтожно. Он писал: «Меня поразило, что в таком случае (случае прохождения α -частиц через атомы вещества. — П. К.) α -частица не обнаруживает рассеяния. В случае если даже α -частица столкнется с электроном атомной системы, столкновение не должно оказать заметного влияния на движение α -частицы, последняя будет в тысячи раз тяжелее электрона. Следовательно α -частица должна продолжать двигаться прямолинейно, проходя без отклонения через все атомы, которые она встречает».

ОПЫТЫ РЕЗЕРФОРДА ПО РАССЕЯНИЮ α -ЧАСТИЦ

В 1906 г. Резерфорд обнаружил рассеяние α -частиц. Метод Резерфорда заключался в следующем. Проволока, покрытая радием C , по-

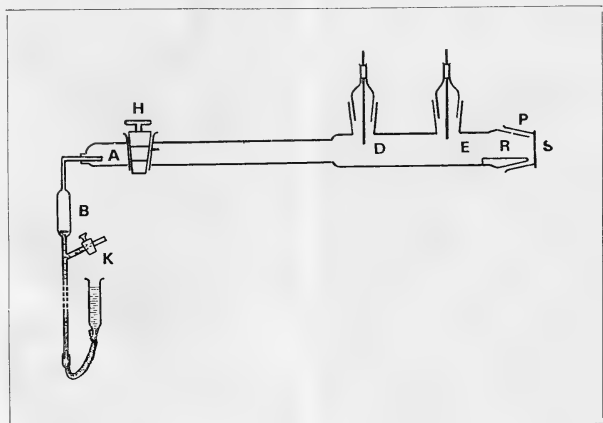
мещалась в углубление в куске свинца. Над проволокой помещалась узкая щель; α -частицы, проходя через эту щель попадали на фотографическую пластинку. Все это помещалось в латунный цилиндр, из которого выкачивался воздух. Цилиндр помещался между полюсами электромагнита, силовые линии которого шли параллельно проволоке. Получающиеся на фотопластинке полосы были в пустоте резко ограничены. Если же цилиндр заполнялся воздухом, то полосы получались более широкими, а края их размытыми. Если щель прикрыть тонким слоем какого-либо вещества, то полосы уширяются и интенсивность их постепенно убывает от центра к краям.

В 1909—1910 гг. Г. Гейгер тщательно исследовал рассеяние α -частиц методом сцинтилляции. Прибор Гейгера изображен на рисунке, взятом из статьи Гейгера, 1910 г. В коническую трубку A , закрытую тон-

ким слоем слюды, вводится радон, который остается в ней на несколько часов. Затем радон засасывается в сосуд B , и вскоре после этого все α -частицы выбрасываются радием C , осевшим на стенках трубки. Щель D выделяет из потока α -частиц, испускаемых радием C , узкий пучок, который дает яркую картину сцинтилляций на сернистоцинковом экране S . Если затем в E поместить тонкую пластинку из исследуемого вещества, сцинтилляции на экране уменьшаются вследствие рассеяния α -частиц. Результаты опыта представлены кривыми, где по оси абсцисс отложены углы рассеяния, а по оси ординат — число частиц, рассеиваемых под данным углом. Из опытов Гейгера вытекает, что:

1) Наиболее вероятный угол рассеяния (т. е. угол, для которого число рассеянных частиц наибольшее) возрастает для малых толщин приблизительно пропорционально корню квадратному из толщины веще-

Схема прибора Гейгера по рассеянию α -частиц.



ства, пронизываемого α -частицами. Для больших толщин рассеяние возрастает значительно быстрее.

2) Наиболее вероятный угол, на который отклоняется частица, проходя через атом, пропорционален атомному весу. Действительное значение этого угла в случае золотого атома составляет около $1/200$ градуса.

3) Наиболее вероятный угол рассеяния быстро увеличивается с уменьшением скорости α -частицы, будучи в первом приближении обратно пропорциональным кубу скорости.

Наиболее поразительным явлением, наблюдавшимся при рассеянии α -частиц, был факт, открытый в 1909 г. Гейгером и Марсденом, что некоторая малая часть частиц рассеивается на очень большие углы, такие, что частицы вылетают обратно в сторону источника. Для α -частиц, испускаемых радием С, приблизительно одна из 8000 частиц рассеивается на угол, больший прямого.

Как объяснить этот факт? Если предположить, что атом имеет структуру, предложенную Д. Д. Томсоном, то единичные отклонения α -частицы при столкновении с таким атомом очень малы, и большие углы рассеяния можно истолковать как кумулятивный эффект, получающийся в результате многих отклонений. Расчеты, проведенные самим Томсоном и Резерфордом, показали, что даже при большем числе столкновений результирующее отклонение α -частицы должно быть очень незначительным. «Я показал, — писал Резерфорд в 1914 г., — что модель атома, предложенная лордом Кельвином и разработанная с большими деталями сэром Д. Д. Томсоном, не может давать таких больших отклонений, если не принять, что диаметр положительной сферы чрезвычайно мал».

Необходимость интерпретировать результаты опытов Гейгера и Марсдена и привела Резерфорда к ядерной модели атома. Он впервые сообщил о своем открытии в докладе

Кривые зависимости угла рассеяния от количества листов золотой фольги.



«Рассеяние α - и β -лучей и строение атома», прочитанном в Философском обществе Манчестера 7 марта 1911 г. Мы приведем это сообщение ввиду его огромного исторического значения полностью.

«Хорошо известно, что α - и β -частицы будут отклоняться от своих прямолинейных путей при соударениях с атомами материи. Рассеяние β -частиц вследствие их малого момента (т. е. импульса. — П. К.) и энергии вообще значительно больше, чем отклонение α -частиц. Кажется несомненным, что эти быстро движущиеся частицы действительно проходят через атомную систему и подробное исследование происходящих отклонений должно пролить свет на электрическое строение атома. Обычно предполагается, что наблюдаемое рассеяние является результатом множества малых рассеяний. Сэр Д. Д. Томсон (Proc. Camb. Phil. Soc. 15, p. 5, 1910) недавно продвинул вперед теорию малых рассеяний, и главные выводы теории были экспериментально проверены Гроутером (Proc. Roy. Soc. 84, p. 226, 1910). По этой теории атом предполагается состоящим из положительно наэлектризованной сферы, содержащей равное количество отрицательного электричества в форме корпускул. При сравнении теории с опытом Гроутер заключил, что число корпускул в атоме примерно в три раза больше его атомного веса, выраженного в весе водорода. Однако имеется ряд экспериментов по рассеянию, которые показывают, что α - и β -частицы иногда испытывают отклонения более 90° в единичном столкновении. Например, Гейгер и Марсден (Proc. Roy. Soc. 82, p. 493, 1909) нашли, что незначительная часть α -частиц, падающих на тонкий золотой листок, испытывает отклонение, больше прямого угла. Такое большое отклонение не может быть объяснено по теории вероятностей, принимая во внимание наблюдаемое экспериментально малое рассеяние. Совершенно определенно кажется, что эти большие отклонения

происходят в единичном атомном столкновении.

Чтобы объяснить эти и другие результаты необходимо предположить, что наэлектризованные частицы проходят через интенсивное электрическое поле в атоме. Рассеяние заряженных частиц может быть объяснено, если предположить такой атом, который состоит из центрального электрического заряда, сосредоточенного в точке и окруженного однородным сферическим распределением противоположного электричества равной величины. При таком устройстве атома α - и β -частицы, когда они проходят на близком расстоянии от центра атома, испытывают большие отклонения, хотя вероятность большого отклонения мала. По этой теории доля общего числа заряженных частиц, испытывающих отклонение между углами Φ и $\Phi + d\Phi$ дается выражением

$$\frac{\pi}{4} n t b^2 \cot \frac{\Phi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\Phi}{2} d\Phi$$

где n число атомов в единице объема рассеивающего материала, t — предполагаемая малой толщина материала и $b = \frac{2NeE}{mu^2}$, где Ne — заряд в центре атома, E — заряд наэлектризованной частицы, m — ее масса, и u — ее скорость.

Отсюда следует, что число рассеянных частиц на единицу площади для постоянного расстояния от точки падения пучка лучей меняется как $\operatorname{cosec}^4 \frac{\Phi}{2}$. Этот закон распределения был проверен экспериментально Гейгером для α -частиц и найден справедливым в пределах экспериментальных ошибок.

Из обсуждения общих результатов рассеяния различными материалами центральный заряд атома был найден очень близко пропорциональным его атомному весу. Точное значение заряда центрального ядра не было определено, но для атома золота оно приблизительно равно 100 единицам заряда».

В такой классически ясной и сжатой форме мир узнал об одном из величайших открытий в истории науки.

Через два года Резерфорд охарактеризовал более подробно свои работы и работы своих сотрудников, приведшие к открытию ядерной модели атома, в книге «Радиоактивные вещества и их излучения».

Здесь были приведены расчеты, позволяющие определить число α -частиц, рассеянных под углом φ к первоначальному направлению пучка:

$$y = \frac{ntb^2Q \operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}}{16r^2},$$

где n — число атомов в единице объема рассеивающего вещества, t — толщина рассеивающей пластинки, Q — число α -частиц, падающих на единицу площади рассеивающей пластинки, r — расстояние от источника до экрана, b — величина, определяемая равенством

$$b = \frac{2NeE}{mV^2},$$

где Ne — заряд рассеивающего ядра, E — заряд α -частицы, m — ее масса, V — скорость.

Закон Резерфорда позволяет не только проверить справедливость гипотезы ядерного строения атома, но и определить заряд ядра (Ne). Гей-

гер немедленно в том же, 1911 г. приступил к его проверке. Эксперимент подтвердил справедливость закона $\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}$ и дал указание на то, что величина заряда приблизительно пропорциональна атомному весу. В 1913 г. Гейгер и Марсден приняли новую экспериментальную проверку формулы Резерфорда, пользуясь методом сцинтилляции. «Это была весьма трудная и кропотливая работа, — писал Резерфорд, — так как нужно было сосчитать много тысяч частиц. Результаты Гейгера и Марсдена весьма близко согласуются с теорией».

Вот некоторые данные Гейгера и Марсдена.

При изменении скорости V и прочих неизменных параметрах формула Резерфорда дает, что $yV^4 = \text{const}$. Данные Гейгера—Марсдена:

$\frac{1}{V^4}$ (Относительная величина) 1,0
1,21 1,50 1,91 2,84 4,32 9,22

y	24,7	29,0	33,4	44	81	101	225
yV^4	25	24	22	23	28	23	28

Для зависимости от угла формула Резерфорда дает

$$\frac{y}{\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}} = \text{const.}$$

По данным Гейгера и Марсдена,

φ	150°	135°	120°	75°	60°	45°	37,5°	30°	22,5°	15°
$\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}$	1,15	1,38	1,79	7,25	16	46,6	93,7	223	620	3445
y	33,1	43,0	51,9	211	477	1435	3300	7800	27 300	132 000
$\frac{y}{\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}}$	28,8	31,2	29,0	29,1	29,8	30,8	35,3	35,0	39,6	38,4

И наконец, для зависимости от заряда (Ne) формула Резерфорда дает постоянство отношений $\frac{v'}{A^2}$, где A — атомный вес, $v' = \frac{v}{nt}$ — «приведенное число сцинтилляций». По данным Гейгера и Марсдена,

Вещество	Au	Pt	Sn	Ag	Cu	Al
$\frac{v'}{A^2}$	3,4	3,2	3,3	3,6	3,7	3,6

«Гейгер и Марсден нашли, — указывает Резерфорд, — что рассеяние различными атомами вещества приблизительно пропорционально квадрату атомного веса, откуда следует, что заряд атома приблизительно пропорционален атомному весу. Определив число α -частиц, рассеянных тонкими пленками золота, они заключили, что нуклеарный заряд приблизительно равен половине атомного веса, помноженной на заряд электрона. Вследствие трудностей опыта действительное число можно было определить лишь с точностью, не превосходящей 20%.

«Таким образом, — заключает Резерфорд изложение результатов опытов Гейгера и Марсдена, — экспериментальные результаты Гейгера и Марсдена оказались в полном согласии с предсказаниями теории и указали на то, что сделанная мною гипотеза о строении атома, в ее простейших чертах, правильна». Интересно отметить, что еще в 1913 г. Резерфорд принимал заряд ядра равным $\pm Ne$, т. е. допускал возможность как положительного, так и отрицательного заряда ядра. Действительно, механика отклонения допускает как положительный, так и отрицательный заряд атома. Но целый ряд фактов, и в частности исследования Д. Д. Томсона с положительными лучами, о которых мы вскоре будем говорить, показали, что носители положительного электричества всегда сопряжены с массой, большей

или равной массе атома водорода. Массивное ядро может быть носителем только положительных зарядов. Правда, уже в 1913 г. Бор пришел к выводу, что в составе ядра должны быть и электроны. Эта гипотеза была впервые высказана Марией Склодовской-Кюри. Во всяком случае, к 1913 г. окончательно выяснилась связь между зарядом ядра и порядковым номером элемента в менделеевской таблице (ван ден Брук, Мозли).

ПЕРВЫЕ ИДЕИ БОРА

Однако эта идея выкристаллизовывалась в Манчестере в лаборатории Резерфорда, где работали Гейгер, Марсден, Маковер, Хевеши и другие молодые исследователи, увлеченные проблемами радиоактивности и строения атома. Сюда после пребывания в Кембридже у Д. Д. Томсона приехал и молодой Бор весной 1912 г.

В Манчестере все были захвачены перспективами, открывшимися после знаменитой работы Резерфорда 1911 г. Об этих перспективах размышлял и Бор, пришедший к мысли о связи между зарядом ядра и номером элемента в менделеевской таблице. «С самого начала было ясно, — писал Бор в своей статье 1963 г., посвященной памяти Резерфорда, — что благодаря большой массе ядра и его малой протяженности в пространстве, сравнительно с размерами всего атома строение электронной системы должно зависеть почти исключительно от полного электрического заряда ядер. Такие рассуждения сразу наводили на мысль о том, что вся совокупность физических и химических свойств каждого элемента может определяться одним целым числом; теперь всем известно, что это число является атомным номером, выражающим заряд ядра в виде целого кратного элементарного электрического заряда».

Бор рассказывает дальше историю развития этой идеи: «Мои взгляды приняли определенную фор-

му под влиянием разговоров с Хевеши, посвященных тем удивительным годам в Монреале и Манчестере, когда Резерфорд со своими сотрудниками после открытий Беккереля и мадам Кюри создавал учение о радиоактивности, последовательно распутывая непрерывный ряд взаимосвязанных радиоактивных распадов. И когда я узнал, что общее число уже обнаруженных стабильных неустойчивых элементов превышает число мест в знаменитой таблице Менделеева, мне пришло в голову, что те неразличимые химические вещества, на существование которых недавно обратил внимание Содди и которые позже были названы изотопами, обладают одним и тем же зарядом ядра, а отличаются лишь массой и особенностями строения ядра. Отсюда непосредственно вытекало, что при радиоактивном распаде элемента совершенно независимо от каких-либо изменений его атомного веса происходит его смещение в таблице Менделеева на два номера влево или на один номер вправо, в соответствии с уменьшением или увеличением заряда ядра, сопровождающим испускание α - или β -лучей соответственно».

Вот к каким богатым результатам привела Бора его идея. Он понял физическое значение изотопов (название было предложено значительно позже Астоном), открыл закон радиоактивного смещения.

«Когда я обратился к Резерфорду, — рассказывает дальше Бор, — чтобы узнать его мнение по поводу этих мыслей, то он, как всегда, проявил живой интерес к столь простым и заманчивым предположениям, однако с характерной для него осторожностью предостерег от чрезмерного доверия к модели атома и опасности экстраполяции относительно скудных экспериментальных данных. Тем не менее эти мысли, по-видимому, вновь возникавшие по различным поводам, оживленно дискутировались среди манчестерской группы, а экспериментальные данные в их пользу быстро нарастали,

особенно в результате химических исследований Хевеши, а также Рассела».

Но осторожность Резерфорда, видимо, сыграла свою роль в том, что эти замечательные идеи не вышли в свет из его лаборатории. Они появились в результате чисто эмпирических открытий. «В связи с этим, — пишет Бор, — интересно отметить, что, когда после дальнейших исследований Флека, закон радиоактивного смещения в полностью завершенной форме был сформулирован несколькими месяцами позже Содди (работавшим в Глазго) и Фаянсом (работавшим в Карлсруе), оба эти автора не осознали его тесной связи с основными особенностями модели атома Резерфорда; Фаянс даже считал, что изменение химических свойств, очевидно, связанное с электронным строением атомов, является сильным аргументом против этой модели, согласно которой как α -, так и β -излучение зарождается в атомном ядре. Примерно в то же самое время представление об атомном номере элемента было независимо введено ван ден Бруком в Амстердаме, однако согласно его классификации элементов различные заряды ядра приписывались каждому стабильному или радиоактивному элементу». Тем не менее лаборатория Резерфорда вернула себе принадлежащую ей по праву идею атомного номера. Замечательные довоенные исследования Мозли и послевоенные работы Чедвика явились классическими опытными определениями заряда ядра и доказательства его тождественности с номером в менделеевской таблице. Об этих исследованиях будет сказано дальше, а сейчас обратимся к работам в Кембридже, также сыгравшим важную роль в становлении ядерной физики.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ЛУЧИ

В 1913 г. вышла книга Д. Д. Томсона «Лучи положительного электричества и их применение в химиче-

ском анализе». Эта книга подводила итоги семилетней работы по исследованию положительных лучей в Кавендишской лаборатории в Кембридже. Положительные лучи были открыты немецким физиком Евгением Гольдштейном в 1886 г. Гольдштейн обнаружил в разрядной трубке поток частиц, направляющихся к катоду. Просверлив в катоде отверстие (канал), он выпустил эти лучи в закатодное пространство. По способу получения лучей они были названы каналовыми. Томсон отверг это название и стал говорить о положительных лучах или лучах положительного электричества.

Положительные лучи Гольдштейна обнаруживались по производимому ими свечению. Свечение соответствовало природе газа и отличалось от свечения катодных лучей. Так если разрядная трубка была заполнена неоном, то в закатодном пространстве наблюдалось яркое красно-оранжевое свечение, тогда как пространство перед катодом светилось бледно-голубым светом. Положительные лучи вызывали флюоресценцию, например яркое свечение виллемитового экрана. Гольдштейн констатировал, что каналовые лучи отличаются от катодных и тем, что не отклоняются в электрическом и магнитном полях. Однако через 12 лет, в 1898 г. В. Вин обнаружил действие магнитного поля на каналовые лучи, а в 1902 г. окончательно установил отклонение их в электрическом и магнитном полях, из которого смог измерить отношение $\frac{e}{m}$. Он нашел, что это отклонение различно для различных частиц и наибольшее значение его составляло 7545, тогда как для водородного атома в электролизе это отношение составляло порядок 10^4 . Вместе с тем Вин доказал, что заряд каналовых лучей положителен. Таким образом каналовые лучи оказались положительными ионами газа, содержащимися в трубке.

В 1906 г. исследованием каналовых лучей занялся Д. Д. Томсон. Он

подвергал пучок каналовых лучей совместному действию параллельных электрических и магнитных полей. Расчет показывает, что если направление полей принять за ось z и положить начало координат в точке встречи экрана с неотклоненным пучком, то отклонение под действием магнитного поля будет иметь значение

$$y = \frac{e}{mv} \cdot A, \quad (1)$$

величина A определяется параметрами прибора: напряженностью магнитного поля, диаметром полюсов, расстоянием от точки выхода из поля до экрана. Для отклонения, производимого электрическим полем, расчет дает выражение

$$z = \frac{e}{mv^2} \cdot B. \quad (2)$$

Здесь опять-таки B задается параметрами прибора: напряженностью электрического поля, длиной пути частиц в конденсаторе, расстоянием от точки выхода частиц до экрана.

Таким образом, константы A и B определяются величиной приложенных полей и геометрией прибора. Из уравнений (1) и (2) получаются следующие два уравнения:

$$v = \frac{y}{z} \cdot \frac{B}{A}, \quad (3)$$

$$\frac{e}{m} = \frac{y^2}{z} \cdot \frac{B}{A^2}. \quad (4)$$

Уравнение (3) показывает, что все частицы, обладающие одной и той же скоростью, но разным отношением e/m , дадут на экране прямую линию. Уравнение (4) дает параболу для всех частиц, имеющих одно и то же значение e/m , но обладающих разными скоростями. Таким образом, параболы, получающиеся на экране или фотопластинке, для частиц, прошедших параллельное электрическое и магнитное поля, дают возможность определять природу частиц, соответствующих данной параболе. Этот метод парабол Томсон рассматривал как очень чув-

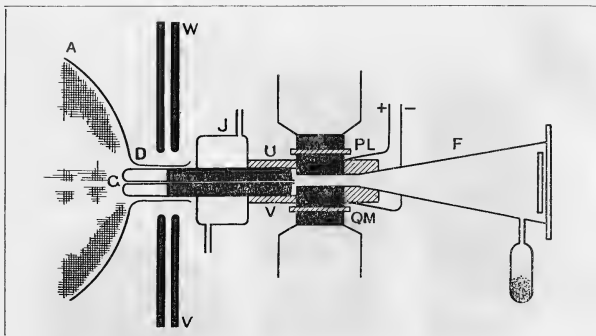


Схема опытов Томсона.

ствительный и точный метод химического анализа. Мы приводим схему установки Томсона и фотографии парабол, полученных его методом.

С помощью этих парабол можно легко сравнивать массы частиц, соответствующих двум параболом, если заряды этих частиц одинаковы. При этом определения постоянных A и B не требуется. Из уравнения (4) получаем для двух парабол

$$\frac{\left(\frac{e}{m}\right)_1}{\left(\frac{e}{m}\right)_2} = \frac{y_1^2/z_1^2 \cdot B/A^2}{y_2^2/z_2^2 \cdot B/A^2} = \frac{y_1^2/z_1}{y_2^2/z_2}.$$

Если абсциссы парабол одинаковы ($z_1 = z_2$), то ординаты относятся следующим образом:

$$\frac{\left(\frac{e}{m}\right)_1}{\left(\frac{e}{m}\right)_2} = \frac{y_1^2}{y_2^2}.$$

Если же заряды частиц одинаковы, то

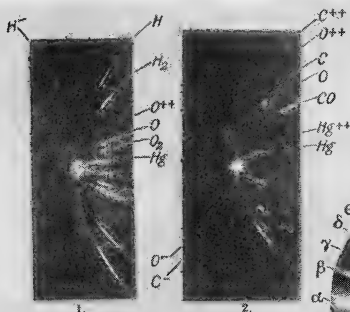
$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{y_1^2}{y_2^2}.$$

Комментируя этот результат Томсона, Фрэнсис Астон писал: «Таким образом, массы двух или более ча-

стиц могут быть сравнены непосредственно только путем измерения длин, отношение которых не зависит от формы аппарата и условий эксперимента. Это действительно фундаментальный принцип, на котором основан метод. Употребляя фотографическую запись, мы можем идентифицировать, по крайней мере, одну параболу с атомом или молекулами известной массы; все остальные параболы могут быть измерены и сравнены с этой, и тем самым определится масса частиц».

Анализируя параболы, полученные при разрядке в легких газах, Томсон пришел к интересному результату:

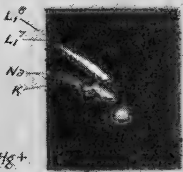
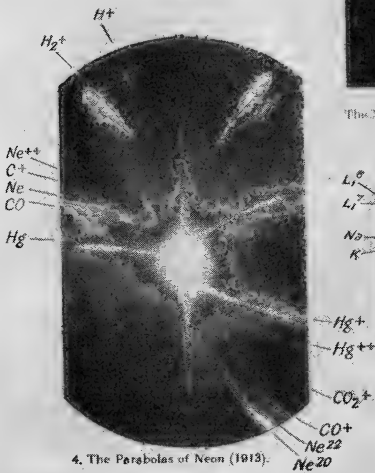
«Здесь мы находим линии, соответствующие гелию, неону — очень резкую линию; имеется также линия, соответствующая атому неона с двойным зарядом, аргону и вдобавок имеется линия, соответствующая элементу с атомным весом 22. Молекула углекислоты с двойным зарядом должна давать линию в том же положении, но она не может служить источником этой линии, так как углекислота может быть удалена из этого газа, не вызывая каких-либо изменений в яркости линий.



Photographs of Typical Positive Ray Parabolas (1911).



The Multiply Charged Parabolas of Mercury (1912).



The Parabolas of Lithium (1921).

Эта линия значительно слабее, чем линия неона, так что количество в атмосфере газа, являющегося источником этой линии, мало по сравнению с количеством неона. Происхождение этой линии представляет интерес со многих точек зрения: нет ни одного известного элемента с таким атомным весом, не имеется также какого-либо соединения известных элементов, которые удовлетворяли бы этим условиям. Я думаю, что это должен быть новый элемент.

Хотя соединение NH_2 будет иметь требуемую массу, имеется сильное доказательство, что эта линия создается элементом... Если мы примем во внимание, что таблица Менделеева не имеет места для элемента с таким атомным весом, как 22, если только не предположить, что в составе с неоном мы имеем группу двух или более элементов с похожими свойствами, точно так же, как в другой части таблицы имеется группа железа, никель и кобальт».

Таким образом, Томсон убежден, что он открыл новый элемент, родственный неону, отличающийся от обычного неона большим атомным весом и может быть входящим в группу неона, аналогичную группе железа. Видимо, пока Томсон не допускает мысли о возможности существования нескольких разновидностей элемента в одном и том же месте менделеевской таблицы. Ученик Томсона Астон предпринял ряд попыток отделить этот новый элемент от неона.

«Мистер Ф. В. Астон предпринял в Кавендишской лаборатории несколько попыток отделить этот новый газ от неона с атомным весом 20. Метод, сначала испробованный им, заключался в фракционировании смеси газов посредством их абсорбции углем из коксового ореха, охлажденным жидким воздухом. Эта абсорбция в случае большинства газов возрастала с атомным весом, и, хотя разность атомных весов 20 и 22 — атомные веса двух газов в смеси — очень мала, он спроекти-

ровал аппарат, посредством которого абсорбция повторялась так часто, если бы разность абсорбций была так велика, как у других газов, то можно было бы ожидать от различия в их атомных весах, что пропорция между неоном и новым газом заметно бы изменилась при такой обработке. Однако он не нашел какого-либо различия в этой пропорции до и после фракционирования». Астон измерял пропорцию смеси газов двумя методами: 1) интенсивностью линий на фотографии положительных лучей и 2) чувствительными кварцевыми весами. «Мы заключаем, — комментирует Томсон неудачу Астона, — что физические свойства этих двух газов значительно более близки, чем мы могли ожидать от их атомных весов». «Другой метод фракционирования, использованный г. Астоном, был более успешным и состоял в том, что смеси газов предоставлялась возможность диффундировать через пористое вещество, подобное мундштуку глиняной трубки для табака. Легкая составляющая диффундирует быстрее, чем тяжелая, и таким путем он получил достаточное изменение в пропорции между двумя газами, чтобы произвести заметное изменение в яркости обеих линий на фотографии положительных лучей и изменение плотности, достаточно большое, чтобы можно было обнаружить кварцевыми весами. Однако различия в спектре смеси не наблюдалось и это в соединении с неудачей разделения газов с помощью коксового угля дает основание подозревать, что оба газа, несмотря на различные атомные веса, не могут различаться по своим химическим и спектроскопическим свойствам. Имеются различные продукты радиоактивных превращений, такие, как радиосвинец, и торий, которые имеют различные атомные веса и предполагаются неотделимыми друг от друга с помощью химических процессов».

Таким образом, в лаборатории Кавендиша в Кембридже также было сделано фундаментальное откры-

тие. Были открыты изотопы неона (хотя название «изотопы» было введено Содди в связи с радиоактивными элементами в том же, 1913 г., после выхода книги Томсона), положено начало электромагнитному и диффузному методу разделения изотопов. Война прервала эти фундаментальные исследования, которые возобновились только в 1918 г.

Следует остановиться еще на одних важных исследованиях положительных лучей, проводившихся уже не в Кембридже, а за пределами Англии. Речь идет об открытии И. Штарком эффекта Доплера в канальных лучах. Штарк исследовал спектроскопически (1905) свечение положительных лучей, проходящих через газ при давлении порядка 6 мм рт. ст. Поток лучей, прошедших через отверстие в катод, производил при таком давлении в газе, находящемся за катодом, значительное свечение. Штарк исследовал это свечение в водороде спектроскопом, когда луч зрения образовывал прямой угол с направлением положительных лучей и когда луч зрения приблизительно совпадал с направлением этих лучей. В первом случае линии спектра занимали нормальное положение. Во втором случае он нашел, что, хотя линии оставались в нормальном положении, они были расширены по направлению к фиолетовому концу спектра, когда положительные частицы приближались к спектроскопу, и к красному концу, когда они удалялись от спектроскопа. Это указывало, что частицы, излучающие свет, двигались со скоростью, достаточной, чтобы получить заметный эффект Доплера. Изменение длины волны $\Delta\lambda$ для волн длиной λ , испускаемых источником, движущимся к наблюдателю со скоростью v по принципу Доплера, дается уравнением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}.$$

Тот факт, что линия расширилась в полосу, показывает, что имеется целая область скоростей, что совпа-

дает с результатами Томсона, наблюдавшего фотографии парабол, соответствующих различным скоростям частиц.

Опыты Штарка показывают, что источником линий спектра являются компоненты положительных лучей. Возникает вопрос, какие из компонент: положительные или отрицательно заряженные атомы или нейтральные атомы, положительные или отрицательно заряженные или нейтральные молекулы — ответственны за линии в спектре. Все существовавшие в то время теории были согласны в том, что ответственными за линии водородного спектра являются атомы; однако, по Вину, излучают нейтральные, а по Штарку, положительно заряженные атомы. Томсон выдвигал теорию, что свет производится частицами, только что нейтрализованными путем соединения с отрицательными корпускулами. «Корпускулы падают на положительно заряженный атом, и энергия, полученная при падении, излучается наружу, как свет», — пишет Томсон в своей книге «Лучи положительного электричества». По этой теории интенсивность света должна быть пропорциональна числу рекомбинации положительных ионов и отрицательных корпускул (электронов). Обработывая эту идею математически, Томсон получил объяснение некоторых фактов, наблюдаемых Штарком.

ИДЕИ БРЭГГА О ПРИРОДЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Одним из замечательных достижений в исследовании излучений, полученных в этот период, было открытие волновой природы рентгеновского излучения. Однако этому открытию предшествовало открытие фактов, свидетельствующих об обратном, о корпускулярной природе рентгеновского излучения. Так, общая факты, относящиеся к возникновению вторичных β -лучей, возбужденных рентгеновским или γ -излучением, Брэгг писал в своей книге «Исследования по радиоактивно-

сти» вышедшей в 1912 г., накануне открытия Лауэ:

«Мы можем в качестве конечного вывода из всех этих экспериментов (по возбуждению β -лучей рентгеновским или γ -излучением. — П. К.) утверждать следующее:

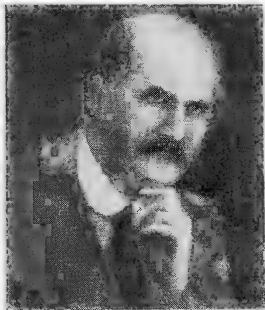
1. Скорость β -лучей, производимых γ - или X-лучами, зависит только от качества или проникающей силы возбуждающих лучей. Скорость и проникающая способность первых возрастает с проникающей способностью последних. Скорость не зависит ни от интенсивности γ - или X-лучей, ни от природы атома, из которого происходят β -лучи.

2. Начальное направление движения β -лучей более или менее продолжает направление γ - или X-лучей; этот эффект будет более отчетливо выражен, когда возбуждающие лучи являются сильно проникающими и атомный вес мал. В случае жестких γ -лучей и легких атомов продолжение почти полное; в случае мягких лучей и тяжелых атомов оно очень мало».

Эти факты, характеризующие фотоэффект в рентгеновских лучах, подводят Брэгга к мысли о корпускулярной природе рентгеновских лучей. Глава XIII его книги так и называется «Корпускулярная форма X-лучей». Ее он начинает с указания, что приведенные выше факты «весьма значительны» для обсуждения источника энергии β -лучей.

Природа этого источника может мыслиться двояким образом: а) энергия β -лучей берется из атома, и X-лучи играют роль «спускового механизма» для освобождения атомной энергии и б) энергия β -лучей черпается из энергии рентгеновских лучей.

Первая альтернатива не соответствует фактам, и Брэгг обсуждает вторую. Здесь опять-таки существуют две возможности. Одна возможность состоит в том, что атом накапливает энергию, доставляемую рентгеновскими лучами, распространяющимися от источника непрерывной волной, фронт которой постепен-



У. Г. Брэгг.

но расширяется по мере удаления от источника. Производя подсчеты, Брэгг показывает, что при этом требуется огромное время накопления, чтобы β -лучи могли начать освобождаться. Однако β -лучи появляются в тот же самый момент, в какой начинает работать рентгеновская трубка. Наконец, волновая гипотеза не может объяснить факта зависимости направления β -лучей от направления X-лучей. Таким образом, для первой гипотезы возникают непреодолимые трудности при объяснении возникновения вторичных электронов.

Брэгг обсуждает далее вторую гипотезу: «Предположим, что энергия одного β -луча доставляется одним X-лучом». Все предыдущие трудности разрешаются сразу.

Поскольку энергия X-луча является источником энергии β -луча, скорость последнего зависит только от качества первого и не зависит от природы атома, в котором имеет место преобразование; атом теперь является не более чем трансформирующим агентом. Дисимметрия в направлении движения β -лучей объясняется также легко...»

Указав, что опыты показывают независимость скорости β -лучей от

расстояния, проходимого Х-лучами от источника до места преобразования, Брэгг пишет: «Х-лучи должны сохранять свою форму, свою энергию и все свои характеристики, когда они распространяются. В весьма реальном смысле Х-излучение является «корпускулярным» излучением, состоящим из отдельных сущностей, или квантов, каждый из которых движется равномерно и прямолинейно, не изменяясь, пока при встрече с атомом энергия Х-луча не исчезнет и не возникнет энергия β -луча».

Брэгг напоминает, что и обратно, при возникновении Х-лучей в месте удара электрона об антикатод имеет место корреляция между этими электронами и порождаемыми ими рентгеновскими лучами. «Дополняя этот параллелизм, Штарк показал (Phys. Zs. 1909, стр. 902), что направление Х-луча так относится к направлению вызвавшего его катодного луча, что эти два направления будут более или менее продолжать друг друга, в особенности когда вес атома мал».

Все факты, относящиеся к возникновению рентгеновских лучей из катодных, также приводят Брэгга к выводу, что «*один β -луч порождает один Х-луч*». И далее, рассмотрев корпускулярную картину возникновения рентгеновской частицы в месте удара электрона об антикатод, Брэгг пишет: « β -лучи и Х-лучи являются неизменяемыми корпускулярными формами, одна хорошо изученная в ее главных формах, другая новая и подлежащая исследованию».

Брэгг посвящает ряд глав изучению следствий этой гипотезы. В частности, он указывает, что Х-лучи производят ионизацию только посредством порожденных ими вторичных β -лучей. Последнюю главу своей книги Брэгг называет «Природа Х- и γ -лучей». Она должна раскрыть более точно и определенно термин «корпускула» в применении к рентгеновским лучам. Главное свойство этих лучей — их взаимозаменяемость с электронами, электрическая

нейтральность, поляризация. Вопрос о скорости рентгеновских лучей решался Блондло в 1903 г. и позже Марксом, разрабатывавшим идею Блондло, не упоминая о нем. И Блондло, и Маркс пришли к выводу, что скорость рентгеновских лучей совпадает со скоростью света. Однако выводы Маркса оспаривались Полем и другими, и вопрос еще не был окончательно решен к моменту выхода книги Брэгга. Кроме того, теория должна объяснить рассеяние и поглощение лучей.

Брэгг упоминает сначала о теории Стокса, согласно которой ускоренный электрон вызывает импульсы в эфире. Такие возмущения эфира, указывает Брэгг, достаточны для того, чтобы описать отрицательные качества рентгеновских лучей: их неспособность отражаться, преломляться и поляризоваться под воздействием кристаллической структуры. Точно так же дифракция должна быть за пределами наблюдений. Положительным свойством, объясняемым этой теорией, является движение импульсов со скоростью света. Если вторичные рентгеновские лучи являются возмущениями в эфире, вызванными ускорениями электронов в атоме, обусловленными первичными Х-лучами, то можно объяснить поляризацию, найденную и количественно объясненную Баркла в 1911 г. «Это последнее поразительное согласие теории с экспериментом», — пишет по этому поводу Брэгг.

Но целый ряд фактов не согласуется с теорией Стокса. Она не может объяснить взаимозаменяемость Х-лучей и электронов. Но «наиболее поразительные количественные результаты связаны с передачей энергии от Х-луча к электрону и обратно».

Импульсная теория не объясняет явлений, связанных с рассеянием рентгеновских лучей, она не объясняет дисимметрии между рассеянием лучей вперед и назад, особенно большой в случае γ -лучей. Она не объясняет дисимметрии в эжектировании вторичных катодных или

β -лучей. Здесь, правда, Брэгг напоминает о результате Зоммерфельда, опубликованном в «Известиях Баварской Академии наук» от 7 января 1911 г.: «Имеется дисимметрия в распределении X-лучей, производимых катодными лучами, которую недавно рассмотрел Зоммерфельд на основе импульсной теории».

Он показал, что когда электрону сообщается скорость, равная 99% скорости света, возмущение распространяется наружу в виде полого конуса с вертикальным углом 10° , и ось конуса будет направлением движения электрона. Когда конечная скорость будет 90% скорости света, угол будет 50° и так далее. Но это очень далеко от объяснения взаимного обмена».

Брэгг замечает, что в начале открытия рентгеновских лучей теория импульсов была полезной, обеспечивая качественное объяснение явлений. Но позже она перестала вести, а скорее отставала от общего продвижения. Главной чертой явлений Брэгг считает взаимозаменяемость X-лучей и электронов. Для объяснения этого основного факта надо представлять более материально рентгеновские лучи. «Электрон β -лучей, — пишет Брэгг, — можно представлять способным при присоединении достаточного количества положительного электричества нейтрализовать свой собственный заряд и делать это без ощутимого увеличения его массы. Это и есть превращение электрона в X-луч; обратное преобразование имеет место, когда электрон снова отбрасывает свой положительный заряд...

Не является аргументом против этого взгляда то, что положительный электрон все еще не изолирован, так как возможность обнаружения заряженной частицы зависит от отношения ее заряда к массе. Мы различаем атом и электрон — отношением e/m , в тысячу раз большим, чем атом; но отсюда не следует, что мы должны найти частицу, для которой это отношение значительно больше». Так неожиданно перед на-

ми предстает гипотеза аннигиляции пар, порождающей излучение. Более того, Брэгг прямо утверждает: «Теория нейтральной пары есть прямое физическое выражение факта». Он пишет далее: «Она достигает успеха поэтому как раз там, где теория импульсов оказывается несостоятельной, давая простое и удобное средство изображения в мысли процессов в X-лучах».

Для того чтобы теория импульсов имела успех, необходимо, чтобы она развилась таким образом, чтобы, с одной стороны, включила рентгеновские лучи в схему электромагнитных излучений и, с другой, совместила с законами электромагнетизма «существование квантового поведения, аналогичного парам».

Брэгг думает о теории, которая объединяла бы волновую и квантовую точки зрения. Он указывает, что Эйнштейн, Штарк и др. развили идею световых квантов и рассматривали фотоэффект как передачу энергии от кванта к электрону. «Когда я впервые развил теорию нейтральных пар, я не знал работы Эйнштейна и руководствовался только результатами экспериментальных исследований о поведении новых лучей. Я не думал перенести эту идею в теорию света; наоборот, я надеялся доказать, что между этими двумя родами излучений нет никакой связи. Мне все еще кажется, что теория нейтральных пар правильно описывает главные процессы в X-лучах, что была неспособна сделать старая теория распространяющихся импульсов даже в форме, модифицированной Томсоном. Но теперь я должен прибавить, что мы должны искать возможную схему большей общности, в которой световые волны и корпускулярные X-лучи могут оказаться крайними представлениями некоторого общего эффекта».

Эти замечательные мысли Брэгга, в которых предчувствуется будущая квантовая механика и квантовая электродинамика, заканчиваются пророческими словами: «Если исследования, проведенные с этой

точки зрения, окажутся успешными, то мы, я думаю, должны будем руководиться и побуждаться идти дальше некоторой большой идеей, примиряющей старый антагонизм между корпускулами и волнами».

Вот какие мысли высказывал Брэгг в тот год, когда уже была доказана волновая природа рентгеновских лучей, и накануне своих фундаментальных работ по спектроскопии рентгеновских лучей.

Прежде чем перейти к изложению работ Лауэ, Фридриха и Книппинга и отца и сына Брэггов, доказавших волновую природу рентгеновских лучей, мы остановимся на сводке Баркла, которая хотя и появилась несколько позже указанных работ, но дает результаты исследований характеристик рентгеновских лучей, выполненных до этих работ. Эта сводка познакомит нас с тем, что было известно о рентгеновских лучах до фундаментального открытия Лауэ.

Сводка Баркла представляет тезисы доклада, сделанного им на 85-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей в Вене 24 сентября 1913 г. К этому времени были известны уже результаты опытов Лауэ, Фридриха и Книппинга и Брэггов. Понятие длины волны рентгеновских лучей прочно вошло в физику, и Баркла им пользуется, правда, все время сопоставляя его с прежней характеристикой рентгеновских лучей по проникающей способности (жесткости). Баркла отмечает, что при прохождении рентгеновских лучей через вещество возникают три вида излучений: рассеянное первичное излучение, характеристическое излучение, и вторичные катодные лучи, и он в своем обзоре перечисляет свойства характеристического излучения.

1. Это излучение в отличие от первичного однородное, обладающее определенной поглощательной способностью, характерной для элемента, его испускающего. Так как химическое соединение излучающего элемента не влияет на характер ис-

пускаемого им излучения, то Баркла делает важный вывод, что характеристическое рентгеновское излучение испускается не валентными электронами.

2. Проникающая способность характеристического излучения возрастает с атомным весом излучающего элемента. На языке волновой теории рентгеновских лучей это означает, что, чем больше атомный вес элемента, тем короче длина волны испускаемого им рентгеновского излучения.

3. Все наблюдавшиеся характеристические лучи распадаются на две серии: *K*- и *L*-серии. Излучение каждой из обеих серий будет тем более проникающим (коротковолновым), чем выше атомный вес элемента. Баркла считает весьма вероятным, что каждый элемент имеет свое характеристическое излучение и что имеются еще не открытые лучи других серий. Предвидение Баркла оправдалось.

Далее Баркла перечисляет другие факты, наблюдаемые в характеристическом излучении. Он указывает метод измерения длин волн характеристических лучей, через измерение скорости электронов, выбитых ими при прохождении через вещество. Чем более проникающим будет излучение, тем больше будет скорость выбитых электронов. Используя квантовое соотношение для фотоэффекта: $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu$ (Баркла называет его соотношением Планка) и данные Виддингтона (1911) по определению скорости вторичных электронов, Баркла получает длины волн *K*-серии для элементов Al, Ca, Cr, Rh, Ag, Ce, причем очень ясно видно, как длина волны уменьшается по мере возрастания атомного веса (для алюминия Баркла получил $\lambda = 5,9 \text{ \AA}$, для цезия — $0,22 \text{ \AA}$).

Явление возникновения характеристических лучей под действием первичного излучения аналогично оптической флюоресценции. Однако Баркла констатирует, что в отличие от оптической флюоресценции испускание характеристических лучей

происходит во внутренней части атома, на которую нельзя воздействовать никакими физическими средствами, которыми располагали в то время физики.

Характеристическое излучение может возникнуть и под действием электронов (β -излучение), причем для возникновения характеристического излучения скорость электронов должна превышать некоторое критическое значение.

Баркла заканчивает свое сообщение указанием на удивительную простоту явлений характеристического излучения в том смысле, что поведение одного вещества типично для других — это в том же 1913 г. блестяще подтвердилось исследованиями Мозли, — и на фундаментальное тождество рентгеновских лучей и света. В опытах Лауэ и Брэггов Баркла усматривает начало спектроскопии рентгеновских лучей.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Переходим теперь к описанию опытов Лауэ, Фридриха и Книппинга. М. Лауэ в 1912 г. предложил использовать кристалл в качестве дифракционной решетки для рентгеновских лучей. К этой мысли он пришел, руководствуясь, с одной стороны, результатами Баркла о рассеянии рентгеновских лучей и о характеристических лучах как излучении флуоресценции, спектрально однородного. С другой стороны, с 1850 г. в кристаллографии утвердилась идея Браве, что кристалл представляет собой пространственную решетку. Постоянная этой решетки имеет порядок 10^{-8} см. Опыты Вальтера и Поля 1908 г. по дифракции рентгеновских лучей давали порядковые длины волны 10^{-9} . Такой же порядок был получен в опытах Р. Зоммерфельда и Коха 1912 г.

Исходя из этого, Лауэ предложил Вальтеру Фридриху и Паулю Книппингу проверить экспериментально возможность применения кристалла как дифракционной



М. Лауэ.

решетки для рентгеновских лучей. Результат исследования был опубликован в «Мюнхенских известиях» за 1912 г. и перепечатан в несколько измененном виде в «Annalen der Physik» за 1913 г. Статья «Интерференционные явления в рентгеновских лучах» поступила в журнал 15 марта 1913 г. Она состояла из двух частей — теоретической и экспериментальной. Теоретическая часть была написана Лауэ, экспериментальная Фридрихом и Книппингом. Лауэ рассчитал теоретически появление интерференционных максимумов при прохождении рентгеновского луча через кристалл. Свой расчет Лауэ заканчивает рассмотрением вопроса, в какой мере эти опыты подтверждают волновую природу рентгеновских лучей. «Что выходящее из кристалла излучение носит волновой характер, вполне доказано разностью интерференционных максимумов, которые легко понять как интерференционные явления, но едва ли оно может быть понято на основе корпускулярных представлений...»

Но Лауэ добавляет, что в волновой природе первичного луча можно сомневаться. Атомы решетки могут быть возбуждены и корпускулами (в

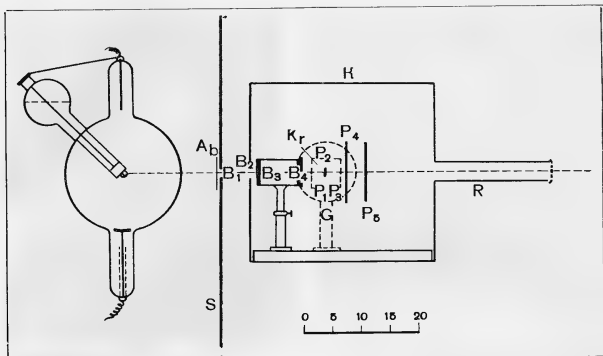
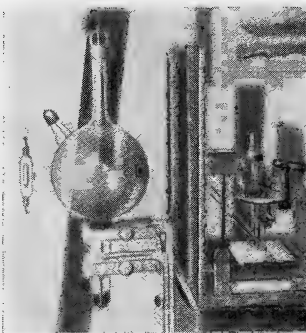


Схема установки Лауэ, Фридриха и Книппинга.

Установка Фридриха—Книппинга—Лауэ.



понятие «корпускулы» Лауэ включает и световые кванты). Но для того чтобы колебания атомов были когерентны, они должны возбуждаться одними и теми же корпускулами. Атомы, возбуждаемые различными корпускулами, не могут колебаться с определенной разностью фаз. Анализ приводит Лауэ к выводу, что различие между первичными и выходящими из кристалла лучами состоит в том, что лучи, вышедшие из кристалла, монохроматические, первичный же луч представляет собой неперiodическое, зоммерфельдовское, «излучение торможения». «Нерешенным пока остается, возникает ли периодическое излучение в кристалле благодаря флюоресценции или оно существует уже в первичном излучении наряду с импульсами и только выделяется кристаллом».

Таким образом, в опытах Лауэ, Фридриха и Книппинга «белое» рентгеновское излучение проходило через кристалл и давало интерференционные максимумы, соответствующие определенным длинам волн. В установке Фридриха и Книппинга лучи, выходящие из антикатада рентгеновской трубки, проходя

через систему диафрагм, выделяли узкий пучок диаметром около 1 мм. Этот пучок пронизывал укрепленный на гониометре кристалл. В опытах использовались кристаллы цинковой обманки, каменной соли и свинцового блеска. Опыты блестяще подтвердили гипотезу Лауэ. Работа выполнялась в институте Зоммерфельда.

Приведем характеристику работы Лауэ, данную У. Г. и У. Л. Брэггами в их книге «Рентгеновские лучи и строение кристаллов»: «У Лауэ явилась мысль воспользоваться упорядоченным расположением атомов или молекул в кристалле в качестве «решетки», пригодной для исследования рентгеновских лучей. Расстояния между атомами или молекулами по своему порядку величины оказываются подходящими для этой цели. Решение задачи о дифракции волн

в этом случае не так просто, как для плоской, обыкновенной решетки, так как правильность расположения атомов в кристалле распространяется на три направления вместо одного. Лауэ, однако, с успехом справился с математической стороной задачи. Он показал, что при прохождении через кристаллы пучка рентгеновских лучей должен образоваться ряд пучков, отклоненных вследствие дифракции от направления первоначального пучка по законам, которые Лауэ определил теоретически. Фотографическая пластинка, помещенная за кристаллом перпендикулярно первоначальному пучку, после проявления должна обнаружить резкое пятно в том месте, где ее встретит первоначальный пучок, прошедший через кристалл без изменения направления, и вокруг этого пятна целый ряд других пятен в местах

Одна из первых лауэграмм.

Лауэграмма.

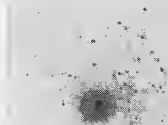


Fig. 11

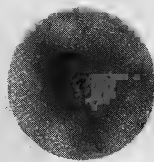


Fig. 12

с. 101, 102
с. 103, 104
с. 105, 106
с. 107, 108
с. 109, 110



с. 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120



У. Л. Брэгг.

встречи отклоненных пучков с пластиной. Соответствующий опыт был произведен Фридрихом и Книппингом весной 1912 г. и блистательно подтвердил идею Лауэ.

О глубине впечатления, произведенного открытием Лауэ, можно судить по тому факту, что ему в 1914 г. была присуждена нобелевская премия по физике «за его открытие дифракции рентгеновских лучей в кристаллах».

ИССЛЕДОВАНИЯ БРЭГГОВ И ВУЛЬФА РЕНТГЕНОСПЕКТРОСКОПИЯ

Статьи Лауэ, Фридриха и Книппинга появились в «Мюнхенских известиях» 8 июня и 6 июля 1912 г. Статья в «Annalen der Physik» была получена, как мы уже говорили, 15 марта 1913 г. Осенью 1912 г. сын Уильяма Генри Брэгга Уильям Лоуренс Брэгг сделал доклад в Кембриджском философском обществе (этот доклад был опубликован в «Известиях» Общества в феврале 1913 г.), в котором дал более простую, чем у Лауэ, теорию дифракции рентгеновских лучей. Считая, что кристалл представляет собой системы плоскостей,

одинаково усыпанных атомами и стоящих друг от друга на определенное расстояние d , Брэгг показал, что рентгеновский луч, падающий на кристаллическую плоскость под углом скольжения Θ , будет испытывать правильное отражение только в том случае, если угол Θ удовлетворяет условию

$$2d \sin \Theta = n\lambda.$$

«Таким образом, — пишут У. Г. Брэгг и У. Л. Брэгг, — измеряя углы $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \dots$, под которыми наблюдается отражение, мы получаем соотношение между длиной волны λ и периодом решетки d . Заставляя отражаться от одной и той же грани кристалла различные монохроматические колебания, мы можем сравнивать длину их волн. Пользуясь одной и той же длиной волны, мы можем сравнивать расстояния d в различных кристаллах или для различных граней одного и того же кристалла».

Таким образом, в методе Брэгга в отличие от метода Лауэ используется монохроматический пучок рентгеновских лучей. Отец У. Л. Брэгга, продолжая работу вместе с сыном, изобрел спектрометр для рентгеновских лучей. Тем самым метод Брэггов положил начало рентгеноспектроскопии. Кроме того, он позволяет исследовать *структуру кристалла* и тем самым кладет начало *рентгеноструктурному анализу*.

3 февраля 1913 г. в журнал «Physikalische Zeitschrift» поступила статья русского физика Юрия (Георгия) Викторовича Вульфа «О рентгенограммах кристаллов». Здесь Вульф, разбирая теорию Лауэ, дает правило для определения интерференционных максимумов рентгенограммы в следующей формулировке: «Каждый ряд точек пространственной решетки (каждое кристаллографическое возможное ребро кристалла) является осью максимумов яркости, образующих семейство конусов. Каждому конусу соответствует разность хода в целое число длин

волн, равная разности проекций параметра ряда точек на образующую конуса и на первичный луч».

Между этими конусами максимальной яркости особо выделяются те, которые соответствуют нулевой разности хода. Эти конусы Вульф определяет следующим правилом: «Оси нулевых конусов представляют собой ряды точек пространственной решетки, лежащие в сетчатой плоскости (возможной грани кристалла). Эта плоскость обладает кристаллографическим символом (h_1, h_2, h_3) , где числа h_1, h_2, h_3 должны быть освобождены от общего делителя. Все конусы, помимо первичного луча, имеют такую общую образующую, которая создает главный нулевой максимум. Этот главный максимум есть в то же время *максимум яркости, обусловленный сетчатой плоскостью (h_1, h_2, h_3) , и имеет нулевой порядок*». Эти нулевые максимумы и являются точками рентгенограмм. Они расположены на эллипсах, проходящих через центр интерференционной фигуры. Ю. В. Вульф придумал оптическую модель для иллюстрации высказанных здесь геометрических соотношений. «В модели Ю. В. Вульфа, — пишет проф. А. Б. Млозевский, выдавший первую демонстрацию этой модели на заседании Физического общества имени Лебедева, — каждая такая система (сетчатых плоскостей. — П. К.) изображается стеклянной пластинкой, и плоскости, параллельные одному ряду точек (образующие кристаллический пояс), изображаются рядом стеклянных пластинок, плоскости которых проходят через общую ось. Если в тонком пучке света, направленном на экран, поместить эту модель, то на экране, кроме центрального светового пятна, появляется ряд пятен, образовавшихся вследствие отражения светового пучка от разных пластинок. Эти пятна располагаются по эллипсу, проходящему через центральное пятно. Если вращать модель вокруг ее оси, то пятна на эк-



Ю. В. Вульф.

ране движутся по этому же эллипсу, так что при быстром вращении эллипс кажется сплошным».

Это описание модели Вульфа дает ясное представление о том, как мыслил он образование интерференционных максимумов. Они получаются вследствие интерференции лучей, отраженных от кристаллических плоскостей. Поэтому геометрический анализ лауэграмм, проделанный Вульфом, естественно, приводит его к установлению соотношения У. Л. Брэгга для отражения рентгеновских лучей от кристаллов. Это соотношение Вульф пишет в виде

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{\Delta \varepsilon}{m}.$$

Здесь Δ — расстояние между соседними сетчатыми поверхностями, ε — косинус угла между направлением луча и нормалью к отражающей поверхности (синус угла скольжения), m — целое число (порядок отражения).

«Таким образом, — пишет Вульф, — волны, если можно так выразиться, фильтруются через пространственную решетку. Каждый ну-



Г. Мозли.

левой максимум содержит гармонический ряд волн, причем половина основной волны равна проекции толщины слоя пространственной решетки, расположенного вдоль сетчатой плоскости на направление первичного луча».

Оригинальный вывод Вульфом условия отражения рентгеновских лучей от сетчатых плоскостей, установление им тесной связи закона отражения с интерференционными максимумами лауэграмм, позволяет назвать это условие условием Брэгга—Вульфа. Метод спектрального анализа рентгеновских лучей, найденный Брэггами, тотчас же получил важное применение в работах английского физика Генри Мозли, погибшего в первую мировую войну. Мозли начал свою работу в Манчестере в лаборатории Резерфорда и закончил ее в Оксфорде. Первая его статья появилась в декабре 1913 г., вторая — в апреле 1914 г. Мозли использовал в качестве антикатада рентгеновской трубки различные химические элементы от кальция до меди. Полученные им снимки серии показали, что жесткость рентгеновских лучей возрастает с увеличением атомного номера элемента. Мозли

нашел, что частота линий серии может быть выражена формулой

$$\nu = k(N - a)^2,$$

где N — порядковый номер элемента, k — абсолютная константа, a — константа, имеющая различные значения для серий K и L . Серия K состояла из двух линий K_α и K_β . Линия K_α более интенсивная, но менее жесткая, чем линия K_β . Знаменитые фотографии Мозли с чрезвычайной ясностью рисуют зависимость частоты линий от порядкового номера элемента. При переходе от одного элемента к соседнему вид спектра не меняется, но положение линий смещается в сторону коротких волн. Если переход делается не к соседнему элементу, а к более отдаленному, то смещение происходит на значительно большее расстояние, позволяющее сразу заметить пропуск элементов. Так, на фотографии Мозли между элементами кальций и титан отсутствовал скандий, что сразу выявилось в большом сдвиге между линиями Ca и Ti .

Резерфорд поставил перед Мозли задачу установить, чем определяется жесткость рентгеновских лучей: атомным весом или атомным номером. Опыты Мозли ответили на этот вопрос однозначно — атомным номером. Более того, закон Мозли дал в руки физиков точный метод для определения атомного номера.

«Во время моего посещения Манчестера в июне (1913), — вспоминал Бор, — я обменивался мнениями с Дарвином и Мозли по вопросу о том, что правильное, последовательное расположение элементов должно происходить согласно их атомному номеру, и впервые услышал тогда от Мозли, что он намерен выяснить этот вопрос систематическими измерениями высококачественных спектров элементов методом Лауэ—Брэгга. Поразительная энергия Мозли и его редкий дар ставить эксперименты с четко поставленной целью обусловили быстрое продвижение его работ; уже в ноябре 1913 г. я получил от него очень интересное письмо с опи-

санием важнейших результатов и несколькими вопросами, касающимися их интерпретации на основе соображений, которые оправдались в применении к оптическим спектрам».

Бор дает высокую оценку работам Мозли: «В истории современной физики и химии лишь немногие события с самого начала вызвали живейший интерес, как это случилось с Мозли, когда он открыл простой закон, позволяющий однозначно приписать атомный номер элементу на основании его высокочастотного спектра. Этот закон сразу же дал не только убедительное свидетельство в пользу атомной модели Резерфорда, но вместе с тем обнаружил потрясающую интуицию Менделеева, который в определенных местах своей таблицы отошел от правильной последовательности возрастания атомных весов. В частности, сразу было очевидно, что закон Мозли является безошибочным ориентиром при поисках еще не открытых элементов, соответствующих вакантным местам в последовательности атомных номеров». Так, в период становления атомной теории выявилось глубокое значение великого открытия Менделеева, явившегося путеводной нитью в атомном мире.

Исследования рентгеновских спектров были продолжены шведским физиком Карлом Зигбаном, развившим дальше результаты Мозли и открывшим в 1916 г. серию М. За свои исследования по рентгенографии Зигбан в 1921 г. получил нобелевскую премию. Важным развитием метода Брэгга был метод порошков, предложенный в 1916 г. П. Дебаем и П. Шеррером. В этом методе исследуемое вещество берется в виде порошка, из которого пресуется тонкий цилиндрический стержень. В этом методе лучи, удовлетворяющие условию отражения Брэгга—Вульфа, рассеиваясь беспорядочно ориентированными кристалликами, дают конус лучей, который на фотографической пленке дает кольца.

Механизм возникновения рентгеновских спектров был исследован Вальтером Косселем.

Таковы фундаментальные результаты исследования атомных излучений. Открытие ядерной модели атома, изотопов, порядкового номера элементов сыграли важную роль в установлении новой модели атома. Наряду с развитием квантовой физики и оптической спектроскопии эти открытия подготовили боровскую теорию атома.

СПЕКТРЫ И ТЕОРИЯ АТОМА БОРА

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СЕРИИ

«Лет пятнадцать тому назад в отношении проблемы излучения физика находилась в очень странном состоянии. Были четыре отдельные главы физики, сами по себе хорошо обоснованные, но связи между ними не существовало; они были даже до некоторой степени несовместимы одна с другой. Первая глава — это классическая электродинамика, завершенная блестящей электронной теорией Лоренца и Лармора. Вторая глава — данные опыта о спектрах, объединенные эмпирическими законами Бальмера, Ритца и Ридберга. Третья глава — данные Резерфорда о нуклеарном атоме и, наконец, четвертая — квантовая теория черного излучения Планка. Ясно было, что развитие теории излучения и строения атома застынет до тех пор, пока эти четыре области остаются разрозненными и одна с другой не связанными». Так писали в начале 20-х годов нашего века сотрудники Бора Г. А. Крамерс и Х. Гольст. Характеристика ситуации, сложившейся в физике перед открытием Бора, указана ими абсолютно точно. Нами

были уже рассмотрены принципы электрической теории материи Лоренца и Лармора, мы рассмотрели также работы Резерфорда, приведшие к возникновению ядерной модели атома, и подробно осветили развитие квантовой теории Планка. Теперь нам осталось рассмотреть вопрос о спектрах и основные предпосылки теории атома Бора будут нами исчерпаны.

Уже со времен открытия Кирхгофом и Бунзеном спектрального анализа стало ясно, что каждому химическому элементу, излучающему в газообразном состоянии, соответствует свой определенный набор спектральных линий. Классическим примером, с которого, собственно, и началось открытие Кирхгофа, является желтая линия натрия, точнее дублет линий. Этот факт, как мы уже видели во втором томе этой книги, дал возможность открытия новых элементов по испускаемому ими спектру. Вполне естественно, что линейчатые спектры стали тщательно исследоваться и описываться. Исследование показало, что в линейчатом спектре линии группируются в отдельные серии. Такова главная

серия с наиболее интенсивными линиями, диффузная, или первая побочная серия с размытыми линиями, резкая, или вторая побочная серия и т. д. Выделить из линий спектра серии нелегко; линии, принадлежащие одной и той же серии, нередко перепутаны между собой. Идентификация серии основана на одинаковых физических свойствах линий одной и той же серии, например все линии диффузной серии размыты. В каждой серии наблюдается уменьшение интенсивности линий по мере приближения к концу серии, конец серии характеризуется все большим и большим сгущением линий, сходящихся к общему пределу. Линии одной и той же серии одинаковой структуры, либо все синглеты (единичные линии), либо все дублеты (двойные линии), либо все триплеты (тройные линии). Линии одной и той же серии одинаково расщепляются в магнитном поле (эффект Зеемана).

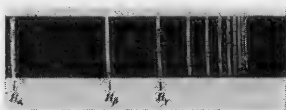
Одной из первых изученных серий была серия в видимой части водородного спектра. Здесь были описаны и измерены четыре линии в видимой части спектра: линия H_α (6563 Å), H_β (4861 Å), H_γ (4340 Å) и H_δ (4102 Å). В 1885 г. швейцарский учитель И. Бальмер нашел эмпирическую формулу, позволяющую с большой точностью вычислить длины волн всех линий водородной серии. Эта формула имела вид

$$\lambda = 3645,6 \frac{m^2}{m^2 - 4}, \quad m = 3, 4, 5, 6.$$

Во время солнечного затмения 1899 г. было найдено более двадцати линий в ультрафиолетовой части и позднее было показано, что все двадцать девять линий хорошо укладываются в формулу Бальмера.

К этому времени Г. Кайзер и К. Рунге в серии работ в 1888—1894 гг. тщательно изучили серии щелочных металлов. Формула Бальмера может быть представлена в виде

$$n = A + Bm^{-2}, \quad m = 3, 4, \dots$$



Серия Бальмера.

где $n = \frac{1}{\lambda}$ — волновое число. Кайзер и Рунге пытались представить линии щелочных металлов формулами:

$$n = A + Bm^{-2} + Cm^{-4},$$

$$n = A + Bm^{-1} + Cm^{-2}.$$

Ридберг в работах 1889—1900 гг., анализируя спектры щелочных металлов, показал, что спектры щелочных металлов распределяются в три серии (позже Бергман нашел четвертую — фундаментальную серию, или серию Бергмана): главную и две побочные. Линии этих серий могут быть представлены формулами.

$$\text{Главная серия: } n = \frac{1}{\lambda} = A - \frac{R}{(m+p)^2}$$

$$1\text{-я побочная: } n = \frac{1}{\lambda} = B - \frac{R}{(m+d)^2}.$$

$$2\text{-я побочная: } n = \frac{1}{\lambda} = B - \frac{R}{(m+s)^2}.$$

Здесь введены позднейшие обозначения для постоянной R , получившей название постоянной Ридберга, и поправок p, d, s — поправок Ридберга. Ридберг показал, что линии могут быть представлены в виде разности двух членов — «термов». Так, линии главной и побочной серий могут быть представлены формулами:

Главная серия:

$$n = \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(m+p)^2}.$$

$$m = 2, 3, \dots$$

1-я побочная:

$$n = \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+d)^2}.$$

$$m = 3, 4, \dots$$

2-я побочная:

$$n = \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}.$$

$$m = (1), 2, \dots$$

Постоянная Ридберга имеет значение 109675, если для линии натрия принять длину волны равной $\lambda = 5896,13 \text{ \AA}$ (шкала Роуланда).

О своих работах по спектрам щелочных металлов Ридберг делал доклад на Парижском Международном конгрессе физиков 1900 г. Бор писал о результатах Ридберга: «На основе чрезвычайно точных измерений длин волн спектральных линий Роуландом и др. и после работ Бальмера и Шустера... общие спектральные законы чрезвычайно остроумным способом были систематизированы Ридбергом. Основным результатом тщательного анализа видимой серии линейчатых спектров и их взаимоотношений было установление того факта, что частота ν каждой линии спектра данного элемента может быть представлена с необыкновенной точностью формулой $\nu = T' - T''$, где T' и T'' — какие-то два члена из множества спектральных термов T , характеризующих элемент».

В этом высказывании Бора содержится уже и результат, найденный позже Ридберга В. Ритцем и известный под названием *комбинационного принципа Ритца*. Ритц в 1908 г. уточнил выражения для спектральных линий, данные Ридбергом. Он указал, что каждый из двух членов формулы, представляющей частоты спектральных линий, имеет как бы самостоятельное существование; из различных комбинаций этих членов (термов), относящихся к различным сериям, получаются частоты других линий спектра. Каждый терм характеризуется бегущим целым числом m и поправкой s, p или $d, f, \dots$ Ритц предложил за-

писывать термы сокращенно в виде (mp) , (ms) и т. д. Таким образом, частоты серий главной и побочных могут быть записаны в виде

$$\nu_P = 1S - mP \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

(главная серия)

$$\nu_D = 2P - mD \quad m = 3, 4, \dots$$

(1-я побочная)

$$\nu_S = 2P - mS \quad m = 2, 3, \dots$$

(2-я побочная)

То обстоятельство, что частоты представляются такими формулами, было чрезвычайно трудно понять с точки зрения классической теории, поскольку с этой точки зрения, как указал в 1897 г. Рэлей, в спектральные законы должны входить квадраты частот. Положение сложилось весьма тягостное. «Никто, — писал в 1906 г. Стоней, — еще не достиг успеха, прокладывая путь от периодичностей, интенсивностей и других свойств спектральных линий элемента к такому движению электронов в молекулах, которое было бы способно в точности воспроизвести эти тонкие эффекты. Информация, даваемая нам природой, экспонирована в спектрах. Она записана в них, но таким языком, который никогда не был расшифрован».

ИДЕИ О ПРОИСХОЖДЕНИИ СПЕКТРОВ

Но расшифровка таинственных знаков влекла исследователей. Сам Ритц пытался объяснить комбинационный принцип и найденные им спектральные закономерности на основе определенной гипотезы о строении атома. В модели Ритца электрон описывает круговую орбиту в магнитном поле, которое производится от элементарных магнитов, расположенных определенным образом на оси орбиты. Подбирая соответствующее число магнитов, Ритц получил серию Бальмера.

Вычисление постоянной Ридберга из заряда и массы электрона и постоянной Планка, было проделано

А. Гаазом в 1910 г. на основе томсоновской модели атома. Наконец, мы уже упоминали о попытке Газенорля в 1911 г. интерпретировать формулу Бальмера на основе определенной зависимости периода колебаний осциллятора от излучаемой энергии. Но все эти попытки только подчеркивали трудность задачи и, по существу, оставались безуспешными.

Прежде всего, отсутствовало правильное понимание о механизме излучения. Вот, например, что писал в 1909 г. известный спектроскопист Г. Кайзер о механизме лучеиспускания: «Как представляем мы себе возникновение светопускания? Вездесущий мировой эфир вкраплен атомы и молекулы. Когда в них совершаются движения, то они вызывают в световом эфире волны, которые распространяются во все стороны и воспринимаются нами в виде лучей независимо от того, совершают ли колебания сами молекулы или меньшие части их или же колеблются электрические заряды, так называемые электроны, находящиеся на них или внутри них. Длины волн лучей, очевидно, находятся в прямой зависимости от движений колеблющихся частичек, центров излучения, и по длине волны спектра мы можем непосредственно определить число колебаний соответствующих частичек».

При этом Кайзер обращает внимание на большое число спектральных линий, которое у некоторых элементов (железа, урана и др.) достигает нескольких тысяч, а в полосатых спектрах — десятков тысяч: «Невозможно допустить, — пишет Кайзер, — чтобы в одном атоме находилось такое множество различных частиц, из которых каждая излучает одну линию; мы должны предположить, что каждый центр излучения совершает сложное движение и последнее, будучи разложено призмой или решеткой, дает целый ряд спектральных линий».

Такова типично классическая концепция происхождения спек-

тральных линий. Говоря об открытии сериальных законов Бальмером, Ридбергом, Кайзером, Рунге, Пашеном. Кайзер полагает, что эти закономерности дают надежду «получить на этом пути выводы относительно строения и их внутренних сил». В этом отношении Кайзер, безусловно, прав, как прав и в том, что такое применение спектроскопии «будет совершенно иной важности, чем химический анализ или открытие нового химического элемента». Он прав и в том, что считает вопрос уже созревшим, и, «чтобы сорвать созревший плод, недостает главным образом теоретических изысканий». В связи с этим он указывает на теоретические работы Ритца и сожалеет о его преждевременной смерти.

Как бы подтверждая мысль Кайзера, «что исследователи деятельно работают в этом направлении», в годы, непосредственно следующие за выходом его статьи, появились интересные исследования, указывающие новое направление. Уже в 1907 г. профессор университетского колледжа в Дублине Артур Уильям Конвей высказал совершенно новую идею относительно происхождения спектральных линий. Вопреки процитированному выше мнению Кайзера об одновременном излучении атомом как сложной системой всего набора спектральных линий, Конвей утверждал, что в каждый данный момент атом испускает только одну линию и набор линий обусловлен одновременным излучением большого числа атомов. При этом атом, способный излучать, должен находиться в особом, возбужденном состоянии.

Эту идею высказал снова в 1910 г. Бевэн. Он так же, как и Кайзер, понял, что последовательное применение идей Лоренца к излучающему атому требует необразимо большого числа излучающих частиц в атоме, и поэтому пришел к выводу, что спектры возбуждаются большим числом атомов, могущих находиться в любой данный момент в различных состояниях. При этом

каждый атом излучает в данный момент по большей части только одну линию. В следующие годы (1911—1912) Джон Уильям Никольсон воспользовался для описания спектроскопических явлений моделью атома Резерфорда и вместе с тем привлек теорию квантов. Теория квантов входит в его построения в виде утверждения, что обмен энергией между атомами происходит согласно Планку дискретными порциями, а также принципа, что угловой момент атома может изменяться только на дискретные значения. Вместе с тем, следуя Конвею и Бевзну, Никольсон принимает, что сериальные линии испускаются не одним и тем же атомом, а совокупностью атомов, у каждого из которых внутренний угловой момент изменяется на дискретное значение от нормального его значения. Поэтому, например, среди атомов излучающего водорода имеются атомы, тождественные по своим химическим свойствам, но различные по своему внутреннему состоянию. Но Никольсон в отличие от Конвея допускал наличие в атоме многих излучающих электронов, располагающихся по кольцам, вроде колец Сатурна, и отождествлял излучаемые частоты с частотами обращения электронов в атоме.

В 1912 г. Нильс Бьеррум применил квантовые идеи к молекулярным полосатым спектрам поглощения. Он объяснил отделенные друг от друга полосы поглощения в инфракрасной части вращением молекул и колебанием их заряженных частей. Длинноволновая часть полосы поглощения обусловлена, по мнению Бьеррума, вращением молекул, а коротковолновая — колебаниями в молекулах. Следуя идее, высказанной Нернстом в 1911 г., он предположил, что энергия вращения молекул квантуется и, таким образом, выполняется равенство

$$\frac{1}{2} I (2\pi\nu)^2 = nh\nu,$$

где I — момент инерции молекулы, ν — частота вращения. Отсюда

$$\nu = \frac{nh}{2\pi^2 I}.$$

Таким образом, полосы в инфракрасной части прерываются эквидистантными линиями, которым соответствуют частоты

$$\nu_0, \nu_0 \pm \frac{h}{2\pi^2 I}, \nu_0 \pm \frac{2h}{2\pi^2 I}, \nu_0 \pm \frac{3h}{2\pi^2 I}, \dots$$

Теория Бьеррума была проверена экспериментально рядом исследователей. В 1913 г. Ева фон Бар в Берлинском университете, проверяя на опыте теорию Бьеррума, пришла к выводу, что согласие теории с опытом в общем удовлетворительное. 27 мая 1913 г. в журнал Немецкого физического общества поступила статья Павла Сигизмундовича Эренфеста «Замечания, относящиеся к удельной теплоемкости двухатомного газа». Здесь Эренфест вводит гипотезу, что энергия вращающейся двухатомной молекулы является кратной величине $\frac{h\nu}{2}$:

$$\frac{L}{2} (2\pi\nu)^2 = n \frac{h\nu}{2}.$$

(Эренфест обозначает момент инерции молекулы через L .) Отсюда он выводит, что момент количества движения молекулы

$$P = L \cdot 2\pi\nu = n \frac{h}{2\pi}.$$

Таким образом, на фазовой плоскости q, p , где q — угол вращения, а p — момент количества движения, дозволённая область лежит между отрезками $q = \pm \pi$ и пар отрезков

$$P = \pm \frac{h}{2\pi}, \pm 2 \frac{h}{2\pi}.$$

Энергия ротатора, соответствующая этим фазовым областям, будет

$$E = n^2 \frac{h^2}{8\pi^2 L}.$$

Эренфест указывает в примечании при корректуре, что к аналогичному

выражению для энергии ротатора пришел Штарк в неопубликованной статье.

ТЕОРИЯ БОРА

Таким образом, квантовые идеи все более и более проникали в атомную и молекулярную физику. Немудрено, что эти идеи захватили и молодого Бора. В своей уже цитировавшейся нами статье о Резерфорде он прямо пишет:

«Мои письма к Резерфорду, написанные осенью 1912 г., посвящены продолжавшимся усилиям выяснить роль кванта действия в электронном строении атома Резерфорда, включая сюда проблему молекулярной связи, а также вопросы излучения и магнитные эффекты. Однако, — продолжает Бор, — вопросы устойчивости, неизбежно возникающие при таких рассматриваниях, резко увеличивали трудности и вынуждали искать более надежную основу для решения проблемы. После многочисленных попыток использовать квантовые идеи в более строгой форме ранней весной 1913 г. мне пришлось в голову, что ключом к разрешению проблемы атомной устойчивости, непосредственно приложимым к атому Резерфорда, являются изумительно простые законы, определяющие оптический спектр элементов».

Здесь Бор имеет в виду, прежде всего, комбинационный принцип Ридберга—Ритца, согласно которому частоты спектральных линий представлялись в виде разности двух термов. Объединяя идею световых квантов Эйнштейна с моделью атома Резерфорда, Бор и пришел к мысли о возможности энергетического истолкования термов и к интерпретации испускания и поглощения излучения атомов как скачкообразного энергетического перехода.

При осуществлении этой идеи Бор столкнулся с одним затруднением. В 1897 г. американский астроном Эдвард Чарльз Пикеринг обнаружил в спектрах некоторых



Н. Бор.

звезд серию, которую он интерпретировал как побочную «резкую» серию водорода. Одну из линий этой серии наблюдал английский спектроскопист Альфред Фаулер во время солнечного затмения 22 января 1898 г. в спектре солнечной хромосферы. В 1912 г. он нашел другие линии серии Пикеринга в лабораторных условиях в разрядной трубке, содержащей смесь водорода и гелия. Но включение линий Пикеринга и Фаулера в формулу Ридберга для спектра водорода требовало, чтобы число n в выражении термов принимало не только целые, но и полуцелые значения. А это не уязвлялось с тем подходом к вычислениям термов, который был принят Бором. Зато чрезвычайно естественно было бы в соответствии с боровским подходом приписать эти линии спектру ионизованного гелия. «Если бы этот вывод подтвердился, — писал Бор, — можно было бы сделать первый шаг к установлению количественных связей между свойствами различных элементов на основе модели Резерфорда».

В марте 1913 г. Бор написал Резерфорду письмо, содержащее набросок его первой работы по строе-

нию атома. Резерфорд немедленно ответил письмом от 20 марта 1913 г. В этом письме он писал:

«Дорогой д-р Бор!

Я получил в полной сохранности Вашу работу и прочел ее с большим интересом, но мне хотелось бы еще раз тщательно просмотреть ее, когда у меня будет больше времени. Ваши мысли относительно причин возникновения спектра водорода остроумны и представляются хорошо продуманными, однако сочетание идей Планка со старой механикой создает значительные трудности для понимания того, что же все-таки является основой такого рассмотрения. Я обнаружил серьезное затруднение в связи с Вашей гипотезой, в котором Вы, без сомнения, полностью отдааете себе отчет; оно состоит в

следующем: как может знать электрон, с какой частотой он должен колебаться, когда он переходит из одного стационарного состояния в другое? Мне кажется, что Вы вынуждены предположить, что электрон знает заблаговременно, где он собирается остановиться».

Сомнения Резерфорда очень показательны. Действительно, сочетание классической механики с идеями Планка кажется до известной степени противоестественным, а гипотеза недетерминированных квантовых скачков резко противоречила всему строю идей классической физики. Сам Бор называет замечание Резерфорда «очень дальновидным» и отмечает, что позднее оно стало центральным пунктом дискуссии вокруг идей квантовой теории.

Другое критическое замечание Резерфорда касалось размера статьи. Однако Бор не согласился на ее сокращение и лично поехал в Манчестер к Резерфорду, где Резерфорд после длинных разговоров согласился оставить все старые и новые вопросы в окончательном варианте статьи». Статья Бора, ставшая поворотным пунктом в развитии квантовой теории и атомной физики, появилась в 26-м томе журнала «Philosophical Magazine». Статья состояла из трех частей: первая была напечатана в июльском номере, вторая в сентябрьском, третья в ноябрьском номере журнала. В сноске перед каждой частью отмечалось, что статья представлена Резерфордом, и каждая статья Бора начиналась с указания на модель атома Резерфорда. Резерфорд и Бор стояли у истоков атомной теории, и это страшилось в только что указанных фактах.

Представляет интерес проследить «окружение» боровских статей. Из 90 с лишним статей и заметок тома почти треть составляют статьи по атомной и ядерной физике (преимущественно по радиоактивности). Здесь мы находим и знаменитую статью Мозли о спектрах рентгеновских лучей, и статью Д. Д. Томсона

Титульный лист 26-го тома «Phil. Mag.» 1913 г. со статьей Бора «О строении атомов и молекул».



LONDON:
TAYLOR AND FRANCIS, 4, BURY STREET, LONDON, E.C. 4.

PRINTED BY THE LONDON AND EDINBURGH PRINTING CO., LTD.,
PRINTERS, 1, ABCHURCH LANE, LONDON, E.C. 4.

о «квантовом» варианте своей теории атома. Непосредственно за статьей Бора в июльском номере идет статья Крегора об образовании молекул элементов и их соединений с атомами, построенными по корпускулярно-кольцевой теории. Эта статья вся построена на основе идей томсоновского атома, тогда как статья Мозли уже примыкает к идеям Бора. Кроме того, в том же содержится статья Конвея об электромагнитной гипотезе происхождения линейчатых спектров. Все эти статьи характеризуют доборовскую и начальную боровскую ситуацию в атомной физике и мы должны позднее к ним вернуться.

Что касается ядерной физики и радиоактивности, то здесь видное место занимают работы Резерфорда и его сотрудников. Таковы статья «Анализ γ -лучей радия D и радия Е», написанная Резерфордом совместно с Ч. Ричардсоном, статья о рассеянии α -частиц в газе Резерфорда и Нэттелла, об анализе α -лучей радия В и радия С Резерфорда и Робинсона, статья написанная Резерфордом совместно с Ч. Ричардсоном «Анализ γ -лучей тория и продуктов актиния», интересная заметка петербургского химика Г. Н. Антонова об уране Y. Среди других работ наиболее близко к атомной тематике подходят оптические работы знаменитого американского физика Роберта Вуда, которому принадлежат в этом томе три работы, в том числе две, посвященные резонансным спектрам, явлению, открытому Вудом и имеющему важное значение для квантовой теории атома. О резонансных спектрах говорит и Бор в своих статьях, разбирая проблему абсорбции света.

Еще до опубликования своей первой статьи Бор, посылая ее Резерфорду, обратил внимание на таинственную серию линий, наблюдавшихся Пикерингом и Фаулером, которые, как мы уже говорили, приписывали ее водороду. В свою очередь Бор приписывал ее ионизованному гелию, о чем и сообщил Резерфорду,

указывая на желательность экспериментальной проверки этой идеи.

Резерфорд в уже цитировавшемся нами письме писал, что он очень заинтересовался предположениями Бора относительно спектра Фаулера, и сообщил об этом Эвансу, который намеревался поставить ряд опытов для проверки гипотезы Бора.

Однако пора перейти к самой статье Бора. Чтобы понять дух и содержание статьи, приведем выдержки из введения Бора ко всем трем частям статьи, предпосланного первой части. Вначале Бор говорит о моделях атома Резерфорда и Бора и указывает на различия между ними. «Принципиальное различие между атомными моделями Томсона и Резерфорда, — пишет Бор, — заключается в том, что силы, действующие на электрон в атомной

Первая страница статьи Бора «О строении атомов и молекул».

THE
LONDON, EDINBURGH, AND DUBLIN
PHILOSOPHICAL MAGAZINE
AND
JOURNAL OF SCIENCE.

SIXTH SERIES.

1913.

By the Cambridge University Press.
By Sir John Macdonald, Secretary.

IN order to explain the results of experiments on scattering of α rays by matter Prof. H. A. Lorentz has given a theory of the structure of atoms. According to this theory, the atoms consist of a positively charged nucleus surrounded by a system of electrons kept together by attractive forces from the nucleus; the total negative charge of the electrons is equal to the positive charge of the nucleus. Further, the nucleus is assumed to be the seat of the essential part of the mass of the atom, and to have linear dimensions, exceedingly small compared with the linear dimensions of the whole atom. The number of electrons in an atom is deduced to be approximately equal to half the atomic weight. Great interest is to be attached to this atom-model, first, on theoretical and, second, the recognition of the existence of nuclei, as shown in previous work, seems to be necessary in order to account for the results of the experiments on large angle scattering of α rays.

In an attempt to explain some of the properties of matter on the basis of this atom-model we meet, however, with difficulties of a serious nature arising from the appearance

* Correspondence to Prof. H. A. Lorentz, P.O. Box 1, Rotterdam, The Netherlands.
† See also the article on the same subject, by Prof. H. A. Lorentz, in the same volume.
Published by the Cambridge University Press, 1913.

модели Томсона, допускают определенные конфигурации и движения электронов, для которых система находится в устойчивом равновесии; но такие конфигурации, очевидно, не имеют места во второй модели атома. Характер обсуждаемого различия наиболее ясно виден, если принять во внимание то обстоятельство, что среди величин, характеризующих первый атом, имеется величина — радиус положительной сферы, — которая имеет размерность длины и тот же порядок величины, как и линейные размеры атома, в то время как длина не фигурирует среди величин, характеризующих второй атом: заряда и массы электронов и положительного ядра; эта длина не может быть и определена из этих величин».

Далее Бор указывает на успехи квантовой теории излучения, теплотемкости, фотоэффекта и пишет: «В результате обсуждения этих вопросов выявилось общее убеждение в неадекватности классической электродинамики для описания систем атомных размеров (здесь Бор делает ссылку на доклады Сольвеевского конгресса «Теория излучения и кванты», 1911). Каковы бы ни были изменения законов движения электронов, кажется необходимым ввести в эти законы величину, чуждую классической электродинамике — постоянную Планка, или, как ее часто называют, элементарный квант действия. Благодаря введению этой величины вопрос об устойчивости конфигурации электронов существенно меняется, так как эта постоянная имеет такую величину и размерность, что она вместе с массой и зарядом частицы определяет длину требуемой величины».

Определяя затем задачи своей работы, Бор пишет: «Эта статья является попыткой показать, что применение упомянутой выше идеи к модели атома Резерфорда может быть основой теории строения атомов. Далее будет показано, что, исходя из этой теории, мы можем прийти к теории строения молекул.

В настоящей статье обсуждается механизм связывания электронов положительно заряженным ядром в его отношении к теории Планка. Она имеет целью показать, что с этой точки зрения возможно объяснить простым образом закон линейного спектра водорода. Далее приводятся аргументы в пользу главной гипотезы, на которой основаны рассуждения, содержащиеся в последующих частях. Я хочу здесь выразить мою благодарность проф. Резерфорду за его благожелательное отношение и воодушевляющий интерес к этой работе».

Такова программа Бора. Нельзя отказать ей в смелости. Бор пытается построить на основе квантовой гипотезы теорию строения не только простых атомов типа водородного атома, но и других более сложных атомов — даже молекул. Это может означать только то, что Бор понял, что идея квантов является ключом к пониманию структуры атомов и молекул. И в этом отношении он не ошибся. Однако конкретное выполнение этой обширной программы в этой его первой статье, разумеется, было еще далеко от завершенности. Это только начало большого пути атомной физики, и в том, что Бор положил это начало, и заключается его бессмертная заслуга в истории физики.

Бор начинает свой анализ с рассмотрения простейшей системы: положительно заряженного массивного ядра и электрона, описывающего замкнутые орбиты вокруг ядра. Для электрона принимается, что его масса мала по сравнению с массой ядра, а скорость мала по сравнению со скоростью света. Первое позволяет считать центром системы центр ядра, второе — применять нерелятивистскую классическую механику.

Как-то сразу, без особого подчеркивания, Бор пишет: «Предположим в качестве первого допущения, что отсутствует энергия излучения. В этом случае электрон будет описывать стационарные эллиптические орбиты». Он не объясняет, почему

отсутствует, вопреки классической электродинамике, энергия излучения, он просто принимает, что ее нет. Тогда энергия, затрачиваемая на то, чтобы привести электрон из бесконечности на орбиту с большой полуосью $2a$, по которой электрон вращается с частотой (не круговой!) ω , будет W и частота ω и ось $2a$ связаны с W выражениями:

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{W^{3/2}}{eE\sqrt{m}}, \quad 2a = \frac{eE}{W}. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, E — заряд ядра, m — масса электрона. Далее оказывается, что среднее значение кинетической энергии электрона за период равно W .

Затем Бор рассматривает, что случилось бы, если система начала излучать. В этом случае W будет возрастать до бесконечности, а электрон будет приближаться к ядру. Очевидно, что реальные атомные системы не ведут себя таким образом. «Прежде всего, — пишет Бор, — реальные атомы в своем постоянном состоянии кажутся имеющими абсолютно неизменные размеры и частоты. Кроме того, если мы рассмотрим какой-либо молекулярный процесс, в результате которого оказывается излученной определенная энергия, имеющая величину, характерную для рассматриваемой системы, то эта система снова возвращается в устойчивое состояние равновесия, в котором состояния между частицами будут того же порядка величины, что и до процесса».

Вот эта-то удивительная устойчивость атомных систем и находится в противоречии с моделью Резерфорда, если последнюю описывать классической электродинамикой. Здесь Бор и привлекает гипотезу Планка, согласно которой излучение совершается целыми квантами.

Бор рассматривает процесс образования простейшей системы, состоящей из положительного ядра и электрона, вращающегося по круговой орбите. Предполагается, что в начале процесса электрон находит-

ся на чрезвычайно большом расстоянии от ядра и обладает ничтожно малой скоростью. В результате взаимодействия с ядром электрон переходит на круговую стационарную орбиту. В этом процессе, по гипотезе Бора, он излучал энергию частоты, равной половине частоты его обращения по окончательной орбите. При этом, по гипотезе Планка, величина излученной энергии

$$W = \tau h \nu = \tau \frac{h \omega}{2}, \quad (2)$$

где τ — целое число, W — кинетическая энергия, которой электрон обладает в конечном состоянии, определяемая формулой (1). Вводя из формул (1) величины ω и a , получаем

$$W = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^3},$$

$$2a = \frac{\tau^2 h^2}{2\pi^2 m e E}. \quad (3)$$

Давая τ различные значения, мы получаем набор значений W , ω , a , соответствующий набору возможных конфигураций системы. Эти конфигурации «будут соответствовать состояниям системы, в которых энергия не излучается, т. е. состояниям, которые остаются стационарными до тех пор, пока система не возмущается извне».

Наиболее устойчивому состоянию соответствует состояние, в котором W максимально, что соответствует значению $\tau = 1$. Для этого состояния Бор получает, используя значения $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$,

$$\frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17}$$

$h = 6,5 \cdot 10^{-27}$, что $2a = 1,1 \cdot 10^{-8}$ см,

$\omega = 6,2 \cdot 10^{15}$ 1/сек, $\frac{W}{e} = 13$ в. Эти

значения соответствуют линейным размерам атома, оптических частот и ионизационного потенциала.

Бор указывает, что согласно между наблюдаемыми значениями частот и размеров атомов и вычисленными значениями по способу.

аналогичному приведенному, неоднократно обсуждалось. Он указывает на вычисления А. Э. Гааза (1910), А. Шидлова (1911), Э. Вертеймера (1911), Ф. Линдемана (1911), Ф. Габера (1911), напоминая при этом о попытке Гааза вычисления h на основе модели Томсона.

Далее Бор упоминает о работе Никольсона (1912), о которой, равно как и о работе Гааза, говорилось выше. Он пишет по поводу теории Никольсона: «Блестящее согласие между вычисленными и наблюдаемыми значениями отношений длин волн спектров является сильным аргументом в пользу теории Никольсона». Вместе с тем он указывает на возражения против этой теории. Никольсон отождествлял частоту излучения с частотой колебаний механической системы, но системы, в которых частота является функцией энергии, не могут испускать конечного количества однородного излучения, так как при излучении частота их будет меняться. Кроме того, системы, рассчитанные Никольсоном, будут неустойчивы при некоторых формах колебаний. И наконец, как замечает Бор, теория Никольсона не может дать отчета о сериальных законах Бальмера и Ридберга. Поэтому Бор снова возвращается к своим предположениям, которые он формулирует еще раз следующим образом:

«(1) ... динамическое равновесие систем в стационарных состояниях можно рассматривать с помощью обычной механики, тогда как переходы системы между различными стационарными состояниями нельзя рассматривать на этой основе.

(2) ... последний процесс влечет за собой испускание *однородного* излучения, для которого соотношение между частотой и величиной излучаемой энергии будет тем, какое дает теория Планка».

Комментируя первое допущение, Бор указывает, что оно является до известной степени притянутым, поскольку обычная механика применима только к средним значениям дви-

жения электронов. Но при расчетах стационарных состояний, когда нет относительного смещения частиц, различие между средними и действительными значениями исчезает. Что же касается второй гипотезы, то Бор не скрывает ее противоречия с обычной электродинамикой, однако указывает, что эта гипотеза необходима для описания экспериментальных фактов.

В следующем параграфе статьи Бор переходит к обсуждению линейного спектра водорода. Для водорода заряд ядра E равен заряду электрона e , и поэтому выражение для энергии, данное в формулах (3), принимает вид

$$W = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 \tau^2},$$

где τ — целое число. Отсюда величина энергии, излучаемой при переходе системы из состояния, для которого $\tau = \tau_1$, в состояние, для которого $\tau = \tau_2$, будет

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Полагая, что излучается один квант энергии $h\nu$, т. е. что $W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = h\nu$, получим

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Для $\tau_2 = 2$ получается серия Бальмера, для $\tau_2 = 3$ — серия в инфракрасной области, наблюдаемая Пашеном в 1908 г. и существование которой подозревал Ритц. Для $\tau_1 = 1$, а также $\tau_2 = 4, 5, \dots$ получаются еще не известные во времена Бора серии в ультрафиолетовой области.

Вычисление постоянной перед скобками с помощью значений

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17},$$

$$h = 6,5 \cdot 10^{-27}$$

дает

$$\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} = 3,1 \cdot 10^{15},$$

тогда как экспериментальное значение равно $3,290 \cdot 10^{15}$. «Согласие между теоретическим и наблюда-

ным значениями, — пишет Бор, — находится в пределах неточности, обусловленной экспериментальными ошибками в определении констант, входящих в выражение для теоретической величины».

Бор указывает далее, что тот факт, что в лабораторных условиях не удавалось получить более 12 линий серии Бальмера, тогда как в спектрах некоторых небесных тел наблюдалось 33 линии, также говорит в пользу теории. Для больших τ размеры орбит становятся очень большими, и для получения линий, соответствующих этим высоким значениям τ , требуется очень высокая степень разреженности газа. Но для получения линий высокой интенсивности, наоборот, должно быть очень много атомов в исследуемом пространстве. «Если теория верна, то мы, таким образом, никогда не можем наблюдать в экспериментах с вакуумными трубками линии, соответствующие высоким номерам серии Бальмера в спектре испускания водорода; однако возможно наблюдать эти линии при исследовании спектра поглощения в этом газе». Бор переходит затем к обсуждению спектра, найденного в 1896—1897 гг. Г. Пикерингом в спектре звезды ζ -Puppis, а также Фаулером в 1912 г. в вакуумных трубках, заполненных смесью водорода и гелия. Эти линии приписывались названным исследователями водороду. Бор утверждает, что их следует приписывать ионизованному атому гелия, для которого, полагая в (3) $E=2e$, получаем

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{8\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) = \\ &= \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left[\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2} \right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2} \right)^2} \right], \end{aligned}$$

т. е. те самые линии, которые наблюдали Пикеринг и Фаулер. Линии Фаулера получаются, если положить $\tau_2=3$, а Пикеринга, если положить $\tau_2=4$. Каждая вторая из этих линий

тождественна линиям серии Бальмера, которые наблюдались также и в опытах Фаулера и назывались им «резкой» серией водородного спектра.

Переходя к спектрам других элементов, Бор устанавливает, что по принципу Ридберга—Ритца частоты линий спектра элемента всегда могут быть представлены в виде разности

$$\nu = F_r(\tau_1) - F_s(\tau_2),$$

где τ_1, τ_2 — целые числа, а функции $F_1, F_2, F_3, \dots$ могут быть приближенно представлены выражениями

$$\frac{K}{(\tau + a_1)}, \frac{K}{(\tau + a_2)}, \dots,$$

причем K — универсальная постоянная, входящая в выражение спектра водорода (ее теперь называют постоянной Ридберга). Такое выражение для линий в рассматриваемых спектрах подсказывает мысль, что происхождение линий в них аналогично происхождению линий в водородном спектре. Правда, в случае многоэлектронных систем задача будет очень сложной. Вместе с тем константа K будет фигурировать и в этих сложных спектрах. Бор это показывает тем, что система, состоящая из отдельного электрона, ядра и остатка электронов, будет аналогична водородному атому. Таким образом, для больших τ

$$\begin{aligned} \lim (\tau^2 F_1(\tau)) &= \lim (\tau^2 F_2(\tau)) = \\ &= \dots = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}. \end{aligned}$$

Затем Бор переходит к обсуждению своего основного постулата, что испущенная энергия

$$W = \tau h \nu = \tau h \frac{\omega}{2}. \quad (2)$$

Предположение, что сразу излучается несколько квантов, кажется сомнительным, «поскольку один испущенный квант изменяет частоту». Для обсуждения этого вопроса Бор вводит вместо (2) более общее соотношение $W = f(\tau) \cdot h\omega$. В этом слу-

чае вместо уравнений (3) получается

$$W = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 h^2 f^2(\tau)}, \quad \omega = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 h^2 f^2(\tau)}.$$

Если предположить, что величина энергии, испущенной при переходе из состояния $\tau = \tau_1$ в состояние $\tau = \tau_2$, равна $h\nu$, то отсюда получаем

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 h^3} \left(\frac{1}{f^2(\tau_2)} - \frac{1}{f^2(\tau_1)} \right).$$

Отсюда видно, что для получения выражения типа бальмеровского надо положить $f(\tau) = \text{ст.}$ Для определения с Бор рассматривает переход из состояния $\tau = N$ в состояние $\tau = N - 1$. Тогда частота испускаемого излучения

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 c^3 h^3} \cdot \frac{2N - 1}{N^2 (N - 1)^2},$$

и для частот обращения электрона до и после излучения получаем

$$\omega_N = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 c^3 h^3 N^3}, \quad \omega_{N-1} = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2 c^3 h^3 (N - 1)^3}.$$

При большом N отношение $\frac{\omega_N}{\omega_{N-1}} \sim 1$, и согласно обычной электродинамике следует ожидать, что и отношение $\frac{\nu}{\omega_N} \sim 1$, т. е. $\frac{2}{c} \sim 1$ и

$c \cong \frac{1}{2}$. Полагая $f(\tau) = \frac{\tau}{2}$, приходим к прежнему выражению (2). Если же рассматривать переход между состояниями $\tau = N$ и $\tau = N - n$, где $N \gg n$, то с тем же приближением получаем $f(\tau) = \frac{\tau}{2}$,

$\nu = n\omega$. Эта частота соответствует частоте n -го обертона в разложении Фурье. «Мы приходим, таким образом, к предположению, — пишет Бор, — что интерпретация уравнения (2) заключается не в том, что различным стационарным состояниям соответствует испускание разного числа квантов энергии, а в том, что частоты энергии, излучаемые во время перехода системы из состояния, в котором энергия еще не излучалась, ко одному из различных стационарных состояний, равны раз-

личным кратным от $\omega/2$, где ω — частота обращения электрона в рассматриваемом состоянии». В этих рассуждениях Бора мы усматриваем зародыш его будущего принципа соответствия. Вообще же следует сказать, что в истории новая истина никогда не рождается сразу в готовом виде. Автор новой идеи, как правило, вначале еще продолжает пользоваться старыми привычными представлениями. Так, Максвелл формулировал свои идеи в механических образах, исходя из сомнительной аналогии вектора-потенциала с механическим импульсом. И Герц не сразу перешел в «чистый эфир», а сначала связывал контур проводящим мостиком с излучателем. Так, Бор в своей первой статье тесно связан с механическим образом электрона, вращающегося по замкнутой орбите, и частота его обращения все еще доминирует в спектральных формулах. Новое рождается в старой оболочке.

Применяя принципы обычной механики, Бор приходит к замечательной особенности стационарных орбит. Обозначая угловой момент электрона относительно ядра через M , причем $\pi M = \frac{T}{\omega}$, где T — кинетическая энергия электрона, а ω — его частота (число обращений в секунду) и для круговой орбиты $T = W$, и условие $W = \tau h \frac{\omega}{2}$ дает $M = \tau M_0$, где $M_0 = \frac{h}{2\pi} = 1,04 \cdot 10^{-27}$.

Таким образом, условие стационарности орбит может быть выражено так: «Угловой момент электрона относительно ядра в стационарном состоянии равен целому кратному от универсального значения, не зависящего от заряда ядра».

Мы видим, что действительный путь Бора резко отличается от того, который ныне описывается в учебниках. Условие квантования вращательного момента для стационарных орбит было не постулатом, как это представляет современное изложение теории Бора, а следствием по-

стулата, что частота излучения равна половине угловой частоты вращения на стационарной орбите. Бор отмечает, что на важное значение углового момента при обсуждении атомных систем указал Никольсон. Он отмечает также, что обычное «постоянное» состояние атома соответствует значению $\tau = 1$.

Замечательными являются рассуждения Бора об абсорбции, которым посвящен четвертый параграф его статьи. Он вводит идею резонансного поглощения, которую формулирует следующим образом: «...мы должны принять, что система, состоящая из ядра и электрона, вращающегося вокруг него, может при некоторых обстоятельствах поглощать энергию частоты, равной частоте однородного излучения, испускаемого в течение перехода между двумя стационарными состояниями. Допустим, что мы рассматриваем излучение, испущенное во время перехода системы между стационарными состояниями A_1 и A_2 , соответствующими значениям τ , равным τ_1 и τ_2 , причем $\tau_1 > \tau_2$. Так как необходимое условие испускания рассматриваемого излучения заключалось в наличии систем в состоянии A_1 , то мы должны принять, что необходимым условием поглощения является наличие систем в состоянии A_2 ». Бор подчеркивает, что такая точка зрения на поглощение излучения расходитсся с обычной электродинамикой, так как система может поглощать излучение, частоты которого отличны от классической частоты колебаний электрона. Он указывает, что эти теоретические соображения подтверждаются опытами Р. Вуда 1911 г. по поглощению света парами натрия. Здесь это резонансное, как его теперь называют (Бор этого термина еще не употреблял), поглощение, как указывает Бор, не является истинным поглощением, а только рассеянием первичного излучения.

Бор считает, что и возникновение рентгеновских лучей, а следовательно, столкновение свободного и свя-



Р. Вуд.

занного электронов также подчиняются квантовым законам, а не обычной электродинамике.

Он вводит принцип, согласно которому сталкивающиеся электроны — свободные и связанные — как до столкновения, так и после него находятся в определенных механических состояниях. Из этого принципа вытекает, что при столкновении «связанный электрон не может потреблять энергии меньше, чем разность энергий между двумя последующими стационарными состояниями, и, следовательно, свободный электрон, сталкивающийся с ним, не может терять энергии, меньшей этой величины».

Этот вывод Бора был блестяще подтвержден классическими опытами Франка и Герца 1914 г. И сам Бор, подчеркивая провизорный и гипотетический характер своих рассуждений, не сомневался в том, что «обобщение теории стационарных состояний, может быть, будет в состоянии дать простую основу для описания многих экспериментальных фактов, не объяснимых с помощью обычной электродинамики».

В заключительном параграфе первой части своей статьи Бор рас-

смачивает «постоянное» («регент») состояние атома. Для системы, состоящей из ядра и электрона, т. е. водородного атома, это состояние соответствует значению углового момента электрона, равному $\frac{h}{2\pi}$.

Бор указывает, однако, что это состояние трудно наблюдать на опыте, поскольку в обычных условиях атомы водорода связаны в молекулы. Поэтому он переходит к рассмотрению более сложных атомов, содержащих несколько электронов. Здесь он, примыкая к идеям Д. Д. Томсона, считает стационарным состоянием то, в котором электроны распределены по кольцам. Тогда возникает трудный вопрос об устойчивости системы.

Однако на первых порах Бор обходит этот вопрос и рассматривает размеры и частоту такой системы электронов. Считая кольцо окружностью радиуса a , на которой размещены на равных угловых расстояниях друг от друга n электронов, Бор пишет выражение потенциальной энергии такой системы:

$$P = -\frac{ne}{a} (E - eS_n).$$

Здесь E — заряд ядра, а

$$S_n = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^{j=n-1} \left| \operatorname{cosec} \frac{\pi j}{n} \right|.$$

Условие динамического равновесия системы заключается в равенстве центробежной силы радиальной силе притяжения:

$$F = -\frac{1}{n} \frac{dP}{da} = -\frac{e(E - eS_n)}{a^2},$$

а именно

$$\frac{2T}{a} = \frac{e}{a^2} (E - eS_n),$$

где T — кинетическая энергия электрона. Из этого равенства

$$T = \frac{e}{2a} (E - eS_n).$$

Отсюда

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e(E - eS_n)}{ma^3}}.$$

Полное значение энергии, которое необходимо сообщить системе, чтобы удалить электроны от ядра и друг от друга,

$$W = -P - nT = \frac{ne}{2a} (E - eS_n) = nT,$$

т. е. равно полной кинетической энергии электронов. Отличие этой формулы от формулы для одного электрона заключается в замене E на $E - eS_n$. Поэтому так же, как и в случае одного электрона, энергия, испускаемая при образовании системы, равна кинетической энергии электронов. По аналогии с системой, состоящей из одного электрона, приходим здесь к представлениям о существовании стационарных состояний, в которых кинетическая энергия равна $n\hbar \frac{\omega}{2}$. Конфигурации, при образовании которой испускается наибольшее количество энергии, соответствует $\tau = 1$. Это и есть постоянное состояние атома, причем каждый из электронов обладает угловым моментом $\frac{h}{2\pi}$.

Далее Бор останавливается на вопросе устойчивости системы, примыкая к исследованиям Томсона и Никольсона. Эти рассуждения об устойчивости мы опустим. Бор заканчивает свою статью следующей теоремой: «В каждой системе, содержащей электроны и положительные ядра, в которой ядра покоятся, а электроны движутся по круговым орбитам со скоростью, малой по сравнению со скоростью света, кинетическая энергия численно равна половине потенциальной энергии». И наконец, Бор в общем виде формулирует признак постоянного состояния системы: «В любой молекулярной системе, содержащей положительные ядра и электроны, в которой ядра покоятся друг относительно друга, а электроны движутся по круговым орбитам, угловой момент каждого электрона относительно центра его орбиты для постоянного состояния системы будет равен $\frac{h}{2\pi}$ ».

где h — постоянная Планка». Эта конфигурация будет устойчивой, если полная энергия системы будет меньше, чем в любой соседней конфигурации, удовлетворяющей тому же самому условию углового момента электронов. Таково содержание первой части статьи Бора.

Во второй части статьи Бор рассматривает многоэлектронные атомы. Эта часть начинается с упоминания о модели Резерфорда и гипотезы ван ден Брука о равенстве числа электронов порядковому номеру элемента: «Все эксперименты подчеркивают гипотезу (в этом месте Бор ссылается на статью Л. ван ден Брука 1913 г.), что действительное число электронов в атоме, за немногими исключениями, равно числу, которое указывает положение соответствующего элемента в рядах элементов, расположенных в порядке возрастания атомного веса».

Во втором параграфе этой части статьи Бор рассматривает устойчивые конфигурации системы. Электрон заряда e и массы m вращается по круговой орбите радиуса a под действием радиальной силы, закон которой выражается формулой $\frac{e^2}{a^2} \cdot F$, где F вообще зависит от a и для водородного атома равно 1. Условие динамического равновесия дает

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e^2}{a^2} \cdot F.$$

Если орбита устойчива, то ее угловой момент равен $\frac{h}{2\pi}$. Следовательно,

$$mva = \frac{h}{2\pi}.$$

Из этих двух уравнений получаем

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} \cdot F^{-1}, \quad v = \frac{2\pi e^2}{h} \cdot F, \quad (1)$$

и

$$\omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} \cdot F^2. \quad (2)$$

Этот вывод параметров устойчивого движения хорошо известен из учебников для водородного атома, когда

$F=1$. В случае кольца из n электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne ,

$$F = N - S_n,$$

где

$$S_n = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^{j=n-1} \operatorname{cosec} \frac{j\pi}{n}.$$

Ссылаясь на теорему, приведенную в конце предыдущей статьи, Бор пишет выражение для полной кинетической энергии электронов, которая по этой теореме равна энергии, испущенной в процессе образования системы:

$$W = \sum \frac{m}{2} \cdot v^2 = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2. \quad (3)$$

Подставляя сюда данные для

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17} \text{ и}$$

$$h = 6,5 \cdot 10^{-27}, \text{ получаем}$$

$$a = 0,55 \cdot 10^{-8} \cdot F^{-1}, \quad v = 2,1 \cdot 10^8 \cdot F,$$

$$a = 6,2 \cdot 10^{15} \cdot F^2.$$

$$W = 2,0 \cdot 10^{-11} \sum F^2. \quad (4)$$

При этом F должно быть мало по сравнению с 150.

Бор рассматривает далее вопрос об устойчивости системы. Для смещений, происходящих в плоскости кольца, устойчивость обеспечивается универсальным постоянством углового момента. Для смещений, перпендикулярных плоскости кольца, Бор утверждает следующее: «Если смещения системы производятся бесконечно медленно, то движение электронов в любой момент будет параллельно первоначальной плоскости кольца и угловой момент каждого электрона вокруг центра его орбиты будет, очевидно, равен его первоначальному значению». Здесь для вычисления колебаний электронов перпендикулярно к плоскости ядра и, следовательно, для решения вопроса об устойчивости пригодна обычная механика, что было показано еще Нильсоном. Бор рассматривает возможные системы колец и их устойчивость. Его результаты можно иллюстрировать примерами систем с небольшим числом электронов, которое он разби-

рает в третьем параграфе статьи. При этом он вводит символическое обозначение $N(n_1, n_2, n_3, \dots)$, где N — полное число электронов (заряд ядра), n_1 — число электронов в первом, самом внутреннем кольце радиуса a_1 , n_2 — число электронов во втором кольце радиуса a_2 и т. д. Величина энергии, испущенной при образовании данной конфигурации, обозначается через

$$W[N(n_1, n_2, n_3, \dots)].$$

Для водорода $N=1$. Конфигурация 1 (1) характеризуется числами

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} = 0,55 \cdot 10^{-8},$$

$$\omega = 6,2 \cdot 10^{15}$$

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,0 \cdot 10^{-11}.$$

Для $\frac{W}{e}$ получаем число 0,043 ед. CGSE = 13 в, значение ионизационного потенциала, совпадающее с найденным Томсоном из опытов с положительными лучами.

Бор показал и возможность конфигурации 1 (2), т. е. отрицательного иона водорода, для которого $a = 1,33 a_0$, $\omega = 0,563 \omega_0$, $W = 1,13 W_0$, где a_0 , ω_0 , W_0 — величины, относящиеся к конфигурации 1 (1). Дважды отрицательного иона водорода 1 (3), как следует из энергетических соображений, быть не может. Затем Бор переходит к описанию гелия, для которого $N=2$. Для конфигурации, соответствующей положительно заряженному однократному иону гелия (конфигурация 2 (1)), Бор получает

$$2(1) \quad a = \frac{1}{2} a_0, \quad \omega = 4\omega_0, \quad W = 4W_0.$$

Что касается нейтрального гелия, то Бор пишет, что можно с полной уверенностью допустить существование стабильной конфигурации:

$$2(2) \quad a = 0,571 a_0, \quad \omega = 3,06\omega_0, \\ W = 6,13 W_0.$$

Энергия, необходимая для отрыва одного электрона,

$$W[2(2)] - W[2(1)] = 2,13 W_0.$$

Отсюда ионизационный потенциал гелия равен $2,13 \frac{W_0}{e} = 27$ в, в то время как опыты Франка и Герца 1913 г. дали значение 20,5 в. Бор считает, что теория по порядку величины дает согласие с опытом. Далее Бор показывает, что конфигурация 2(3) энергетически менее выгодна для конфигурации 2(2) и, следовательно, атом гелия не может приобрести отрицательный заряд. Для лития $N=3$ Бор пишет по аналогии с водородом и гелием спектральную формулу

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{\left(\frac{r_2}{3}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{r_1}{3}\right)^2} \right],$$

одновременно указывая, что этот спектр можно наблюдать только в исключительных случаях.

Для постоянного состояния атома лития, потерявшего два электрона (ион лития с двойным положительным зарядом), Бор получает

$$3(1) \quad a = \frac{1}{3} a_0, \quad \omega = 9\omega_0, \quad W = 9W_0.$$

Для атома лития с одним положительным зарядом

$$3(2) \quad a = 0,364 a_0, \quad \omega = 7,56\omega_0, \\ W = 15,13 W_0.$$

Так как $W[3(2)] - W[3(1)] = 6,13 W_0$ то Бор утверждает, что два электрона в атоме лития более сильно связаны, чем электроны в атоме гелия. Для нейтрального атома лития по химическим соображениям следует ожидать конфигурации 3(2,1) причем

$$a_1 = 0,362 a_0, \quad \omega_1 = 7,65\omega_0, \\ W = 16,02 W_0.$$

$$a_2 = 1,182 a_0, \quad \omega_2 = 0,7116\omega_0.$$

Бор считает вероятной и конфигурацию 3(3), для которой $W = 17,61 W_0$, и для отрицательного иона конфигурацию 3(2,2). Вместе с тем Бор сознается, что мы еще не располагаем достаточными сведениями об атомных состояниях.

Таким же образом Бор обсуждает конфигурацию бериллия 4(2,2),

считая, что она в своем образовании проходила следующие стадии: 4(1), 4(2), 4(2, 1) и наконец 4(2, 2). Вместе с тем он не считает исключенной и конфигурацию 4(4).

Обсуждая системы с многими электронами, Бор приходит к выводу, что кольца с равными числами электронов имеют тенденцию сливаться, и поэтому числа электронов во внутренних кольцах будут 2, 4, 8, ... Он указывает, что эта гипотеза сильно поддерживается периодичностью в системе элементов, в которой число 8 является одним из основных периодов. Бор рассматривает конфигурацию электронов и выписывает возможные, по его мнению, распределения электронов для элементов от 1 до 24. Так, уже в первой своей статье Бор предпринял попытку истолкования периодической системы элементов.

В заключение своей статьи Бор рассматривает возникновение рентгеновских лучей, которые, по гипотезе Томсона, возникают при вырывании электрона из внутренних колец атома, а также возникновение радиоактивного излучения. Испускание α - и β -частиц происходит из самого ядра и сопровождается перестройкой атома в соответствии с законом смещения Содди—Фаянса.

Бор резюмирует основную идею этой части своей статьи следующими словами: «В настоящей статье была сделана попытка показать, что применение планковской теории излучения к модели атома Резерфорда посредством введения гипотезы универсального постоянства углового момента связанных электронов приводит к результатам, находящимся в согласии с экспериментом».

В третьей части своей статьи, носящей заглавие «Системы, содержащие несколько ядер» и опубликованной в ноябрьской книжке журнала «Philosophical Magazin», Бор рассматривает строение молекул. Обсуждая принцип образования молекул, Бор приходит к выводу, что молекула может образоваться посредством взаимодействия систем,

каждая из которых состоит из ядра, связавшего некоторое число электронов. Тот процесс связывания электронов ядром, который играл доминирующую роль в первых двух частях статьи Бора, не подходит для образования молекул, ибо нельзя удерживать совместно положительные ядра атомов, образующих молекулу. Таким образом, Бор и приходит к изложенной выше идее. Свою теорию образования молекул Бор развивает, прежде всего, на простейшем случае системы, содержащей два ядра и кольца электронов, вращающихся вокруг оси, соединяющей ядра. Результат расчета такой системы, по мнению Бора, дает указание на то, какие конфигурации могут быть ожидаемы в более сложных случаях. Расчет равновесных конфигураций производится на основе обычной механики, но для определения абсолютных размеров системы и для ее устойчивости необходим квантовый принцип, согласно которому угловой момент каждого электрона относительно его центра равен универсальному значению $\frac{h}{2\pi}$. Устойчивость же определяется тем условием, что полная энергия системы меньше, чем для любой ближайшей конфигурации, удовлетворяющей тому же условию углового момента.

Рассматривая систему из двух положительно и одинаково заряженных ядер и кольца электронов, вращающихся вокруг линии, соединяющей ядра, Бор находит выражения для стационарной конфигурации, т. е. соотношение между расстоянием между ядрами и радиусом кольца в зависимости от заряда ядра и числа электронов, а из квантового условия для углового момента находит радиус кольца и угловую скорость вращения электронов, равно как и значение кинетической энергии электрона.

В частности, для водородной молекулы соотношение между расстоянием между ядрами $2b$ и диаметром кольца $2a$ оказывается равным

$b = \frac{1}{r^3} a$. При этом радиус электронного кольца, частота обращения электронов ω и их кинетическая энергия W связаны с радиусом орбиты водородного атома a_0 , угловой скоростью электрона в водородном атоме ω_0 и его энергией W_0 соотношениями

$$a = 0,95a_0, \quad \omega = 1,10\omega_0, \quad W = 2,20W_0.$$

Поскольку $W > 2W_0$, то водородная молекула образуется из атомов водорода с выделением энергии, величина этой энергии $(W - W_0) \cdot N$, где $N = 6,2 \cdot 10^{23}$ (число Авогадро), по подсчетам Бора, равна $6 \cdot 10^4$ кал, тогда как, по измерениям Лэнгмюра 1912 г., величина энергии, выделяющейся при образовании грамм-молекулы водорода, составляет $13 \cdot 10^4$ (по современным данным, $10,4 \cdot 10^4$). Бор рассматривает также возможность образования системы из двух ядер и трех электронов (отрицательный молекулярный водородный ион) и двух ядер и одного электрона (положительный молекулярный водородный ион) и показывает, что вторая комбинация неустойчива, а появление таких ионов в опытах Томсона с положительными лучами следует объяснить специфическими условиями, при которых наблюдаются такие системы.

Бор рассматривает процесс образования молекулярных систем, например образование водородной молекулы из атомов водорода. С этой целью он рассматривает бесконечно медленное сближение атомов, плоскости орбит которых параллельны друг другу. Это сближение происходит до тех пор, пока не образуется устойчивая конфигурация, полная энергия которой будет меньше, чем энергия двух отдельных атомов. Наконец, Бор рассматривает и более сложные молекулы.

В заключительных замечаниях Бор указывает, что им во всех трех частях статьи была предпринята попытка «развить теорию строения атомов и молекул на основе идей,

введенных Планком для описания излучения черного тела, и теории строения атома, предложенной Резерфордом для объяснения рассеяния α -частиц веществом».

Бор перечисляет основные допущения, которые им вводились для решения поставленной задачи. Вот эти допущения:

«1) Что энергия излучения не испускается (или поглощается) непрерывно способом, принятым в обычной электродинамике, а испускается только во время перехода системы из одного «стационарного» состояния в другое.

2) Что динамическое равновесие системы в стационарных состояниях управляется обычными законами механики, но эти законы неприменимы для переходов системы из одного стационарного состояния в другое.

3) Что излучение, испускаемое во время перехода системы из одного стационарного состояния в другое, однородно и что соотношение между частотой ν и величиной излученной энергии дается уравнением $E = h\nu$, где h — постоянная Планка.

4) Что различные состояния простой системы, состоящей из электрона, вращающегося вокруг положительного ядра, определяются условием, что отношение между полной энергией, испускаемой в процессе образования конфигурации, и частотой обращения электрона есть целое

кратное $\frac{1}{2}h$. Принимая, что орбита электрона круговая, мы видим, что это предположение эквивалентно предположению, что угловой момент электрона вокруг ядра равен целому кратному $\frac{h}{2\pi}$.

5) Что «постоянное» состояние любой атомной системы, т. е. состояние для которого испущенная энергия максимальна, определяется условием, что угловой момент каждого электрона относительно его орбиты равен $\frac{h}{2\pi}$.

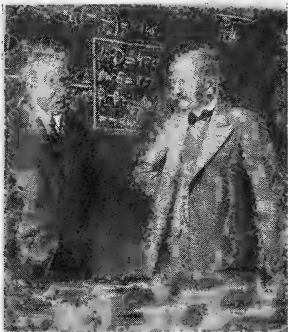
Эти предположения, будучи применены к модели атома Резерфорда,

и дают возможность Бору объяснить спектральные закономерности Бальмера и Ридберга. Вместе с тем Бор полагает, что ему удалось объяснить основные черты строения атомов различных элементов и образования молекул химических соединений в удовлетворительном согласии с экспериментом. Он заканчивает свою статью следующими словами: «Тесная связь настоящей теории с современной теорией черного излучения и удельной теплоемкости очевидна. Кроме того, поскольку по обычной электродинамике магнитный момент, обусловленный вращением электрона по круговой орбите, пропорционален угловому моменту, мы должны ожидать близкой связи с теорией магнетонов, предложенной Вейсом. Развитие обстоятельной теории теплового излучения и магнетизма на основе настоящей теории требует, однако, дополнительных предположений о поведении связанных электронов в электромагнитном поле. Автор надеется позднее вернуться к этим вопросам». Так, Бор намечает программу дальнейшего развития своей теории.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ БОРА

20 декабря 1913 г. в Физическом обществе в Копенгагене Бор прочитал доклад «О спектре водорода». Этот доклад в сжатой форме резюмирует результаты, достигнутые Бором в теории водородного спектра, и вместе с тем уточняет теорию и развивает ее дальше. Как и в первой статье, рассматривая резерфордовскую модель атома водорода, Бор предполагает массу ядра бесконечно большой по сравнению с массой электрона. «Отвлечемся временно от излучения энергии, сопровождающего ускоренное движение электрона по законам обычной электродинамики; в таком случае из первого закона Кеплера следует, что электрон описывает эллипс, причем ядро находится в фокусе».

Как видим, и в этой статье Бор еще не постулирует сразу существо-



Н. Бор и М. Планк.

вание определенных стационарных орбит, на которых электрон не излучает. Он просто «временно» для выполнения необходимых расчетов «отвлекается» от излучения. Если же принять во внимание излучение, то модель Резерфорда приходит в противоречие с обычной электродинамикой, и здесь Бор привлекает теорию Планка. «Принимая теорию Планка, — пишет Бор, — мы признаем открыто недостаточность обычной электродинамики и решительно порываем с тесно связанной цепью положений этой теории. Делая такой шаг, мы можем предвидеть, что не все противоречия наших теперешних представлений и опыта исчерпываются гипотезой Планка о величине энергии, которая в любой момент должна находиться в колеблющейся системе. Мы стоим в этом случае перед неизвестной областью и; вводя новые гипотезы, должны опасаться только противоречия с опытом. Будущее покажет, насколько этого можно избежать по всем пунктам; самый надежный путь, конечно, делать возможно меньше гипотез». Здесь Бор уже с большей четкостью и опреде-

ленностью, чем в первой статье, говорит о разрыве с классической электродинамикой, указывая, что физика вступила в новую, неизвестную классической физике область. Бор не скрывает, что на этом пути можно ожидать новых трудностей и противоречий.

Применение гипотезы Планка приводит к идее стационарных орбит, при переходе между которыми атом излучает квант энергии. «Следует думать, что при излучении система переходит из одного состояния в другое; мы назовем эти состояния *стационарными состояниями* для обозначения того, что они являются остановками, между которыми происходит излучение энергии, соответствующей данной спектральной линии».

Развивая идею стационарных состояний, Бор связывает ее с комбинационным принципом Ридберга—Ритца и утверждает, что в системе имеется ряд стационарных состояний, причем система может переходить из одного состояния в другое, излучая монохроматический свет.

Бор еще не осознал самостоятельного значения этой чисто квантовой идеи и ищет возможности ее наглядной интерпретации. Такая возможность, по его мнению, открывается в использовании для частоты обращения электрона в стационарном состоянии формулы

$$\omega^2 = \frac{2W^3}{\pi^2 m e^4},$$

полученной чисто механическим путем. «Если мы желаем, — пишет в связи с этим Бор, — вообще составить наглядное представление о стационарных состояниях, у нас нет других средств, по крайней мере сейчас, кроме обычной механики». Подставляя для W значение из комбинационного принципа

$$W = \frac{Rhc}{n^2},$$

Бор получает для возможных стационарных значений ω выражение

$$\omega_n^2 = \frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{R^3}{e^4} \cdot \frac{h^3}{m} \cdot \frac{c^3}{n^2}.$$

Теперь в отличие от первой статьи Бор высказывает мысль, что «мы не имеем права ожидать... простой связи между числом обращений электрона и частотой колебаний излучения». Тем самым Бор отказывается от объяснения происхождения спектральных линий: «Как и почему происходит излучение — об этом нет речи в наших рассуждениях». Но здесь он продолжает: «Только в одном пункте мы можем ожидать связи с нашими обычными представлениями. *Можно ожидать, что излучение длинных электромагнитных волн может вычисляться согласно классической электродинамике*» (курсив мой. — П. К.).

Это уже более четкая, чем в первой статье, формулировка знаменитого принципа соответствия Бора, который им будет сформулирован в качестве особого принципа только через пять лет. Опираясь на этот принцип, Бор в своей статье выводит значение для постоянной Ридберга R (заметим, что он уже изменил ее обозначение с N на R).

Для частоты ν , излучаемой при переходе из $(n+1)$ -го стационарного состояния в n -е, по комбинационному принципу имеем

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right).$$

Для больших n $\nu = \frac{2Rc}{n^3}$. Приравняв эту частоту частоте обращения электрона

$$\omega_n = \sqrt{\frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{R^3}{e^4} \cdot \frac{h^3 c^3}{m n^6}},$$

получаем

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{ch^3}.$$

Как мы видим, в первой статье Бор получил это значение, используя выражение для энергии

$$W = \frac{1}{2} nh\omega_n.$$

Это выражение, как указывает Бор, является полным аналогом выраже-

нию Планка для энергии осциллятора $nh\nu$, если учесть, что кинетическая энергия, о которой только и идет речь в формуле Бора, равна половине полной энергии. «Такая аналогия, — пишет Бор — дает новый способ изложения теории, и именно она привела меня первоначально к вышеизложенным соображениям. Учитывая, однако, насколько различно используется это уравнение здесь и в теории Планка, я считаю ошибочным принимать в основу упомянутую формальную аналогию: в моем изложении я пытался, насколько возможно, от нее освободиться».

Как видим, Бор здесь делает новый шаг в сторону отхода от классической механики, он окончательно порывает при выводе выражения для константы Ридберга с механическими представлениями, используя их только в предельном случае больших квантовых чисел.

Уточнением первоначальной теории является и истолкование серии Пикеринга. Бор со всей определенностью утверждает, что эта серия принадлежит спектру ионизованного гелия. Бор приводит в доказательство этого утверждения экспериментальные данные Фаулера. Вместе с тем обнаружилось и некоторое расхождение теории с экспериментом. По теории произведение Rc должно равняться для гелия четверти значения этого произведения для водорода. В таблице эти произведения для водорода и гелия равны соответственно 91 153 и 22 779. Отношение первого числа ко второму равно 4,0016. «Число это очень близко к 4, тем не менее отклонение значительно больше, чем следовало бы, если бы оно объяснялось ошибками наблюдения», — пишет Бор. И он дает теоретическое объяснение этого расхождения: «Во всех предыдущих расчетах мы предполагали, что масса ядра может быть взята бесконечно большой в сравнении с массой электрона. Это, конечно, не так, хотя приближенно и верно; в водородном атоме отношение между массой ядра и электрона прибли-

женно равно 1850, а в атоме гелия вчетверо больше». Учет движения ядра приводит к формуле

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m M}{ch^3 (M + m)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Если вычислить по этой формуле отношение между произведениями $\lambda \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$ для водорода и гелия, то оно оказывается равным 4,00163, «в полном согласии с опытным значением», — пишет Бор. Это был замечательный триумф теории Бора. Бор здесь указывает на опыты Эванса, который получил одну из линий этого спектра в трубке, наполненной гелием. «Можно надеяться, что опыты будут продолжены, так как Фаулер, по-видимому, не считает этот результат решающим». Бор указывает на новую возможность экспериментально решить вопрос. Линии $n_2=4$ и $n_2=6, 8, 10, \dots$ очень близки к водородным, и если бы их удалось отличить от водородных, то вопрос о принадлежности их спектру гелия был бы решен окончательно.

Сравнивая этот доклад Бора с его первой статьей, мы не можем не отметить продвижения вперед по сравнению с первоначальным вариантом теории. Характерная черта творчества Бора — непрерывное уточнение и развитие идей квантовой физики, занимавшей его мысли всю его жизнь, — ярко проявляется уже при сравнении этих двух статей. Поэтому так многозначительно звучат заключительные слова доклада, как бы предсказывающие дальнейший путь квантовой теории: «... Я хотел бы выразить надежду, что я выражался достаточно ясно и вы поняли, то резкое противоречие, в котором стоят изложенные соображения к поразительно гармоничному кругу представлений, которые по справедливости называют классической электродинамикой. С другой стороны, я стремился пробудить в вас надежду, что, быть может,

именно подчеркивание указанного противоречия приведет со временем к некоторой связности и новым представлениям».

Предчувствие не обмануло Бора, предначертанный им путь действительно привел к связности и новым представлениям, к созданию квантовой механики. Но в 1913 г. еще продолжались попытки связать классическую электродинамику с теорией атома. Как мы уже говорили, в том же томе «Philosophical Magazin», в котором была опубликована статья Бора, появились посвященные тому же вопросу статьи Томсона и Конвея.

МОДЕЛИ ТОМСОНА И КОНВЕЯ

В статье «О строении атомов» (речь на съезде в Британской ассоциации 11 сентября 1913 г.) Д. Д. Томсон пытался связать свою модель атома с квантовыми свойствами атомных систем. Говоря об этих квантовых свойствах, Томсон указывал на то, что соотношение Планка $\epsilon = h\nu$ обычно рассматривается как «указание на то, что лучистая энергия имеет молекулярную структуру». По мнению Томсона, то же самое вытекает и без этой гипотезы о структуре излучения, с помощью особого представления о механизме атома, трансформирующего лучистую энергию в кинетическую. «Соотношение Планка, — пишет Томсон, — скорее зависит от свойств атома, являющегося агентом, преобразующим энергию, чем от наличия структуры в самой энергии». Томсон предполагает наличие в атоме двоякого рода сил:

1) радиальной отталкивающей силы, меняющейся обратно пропорционально кубу расстояния от центра и распределенной по всему пространству атома, и

2) радиальной притягивающей силы, изменяющейся обратно пропорционально квадрату расстояния от центра и сосредоточенной в конечном числе радиальных трубок в атоме.

Томсон показывает, что точка, где уравниваются притягивающая и отталкивающая силы $\left(\frac{A}{a^2} = \frac{c}{a^3}\right)$, является центром, вокруг которого корпускула колеблется с периодом, определяемым уравнением $\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{ce}{ma^4}}$. При этом работа, производимая отталкивающей силой при удалении корпускулы из положения равновесия a в бесконечность $W = \frac{ce}{2a^2}$. Таким образом, W пропорционально $\frac{1}{T}$, т. е. ν , и оказывается равным

$$W = \pi \sqrt{cem} \cdot \nu.$$

Полагая $\pi \sqrt{cem} = h$, получаем соотношение Планка. Исходя из своей модели, Томсон объясняет фотоэффект и возникновение рентгеновских лучей под действием удара катодных частиц. При этом он получает соотношение

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu,$$

где v — скорость катодной частицы до удара, ν — частота возникающего при ударе рентгеновского излучения. Вычисления Томсона показывают далее, что полная энергия рентгеновского излучения пропорциональна четвертой степени скорости катодных лучей, возбуждающих это излучение.

Томсоновский атом послужил также основой для теории происхождения спектральных серий, высказанной Конвеем в статье «Электромагнитная гипотеза о происхождении спектральных серий», опубликованной в том же, «Боровском» томе «Philosophical Magazin». Конвей делает предположение, что томсоновский атом вращается с постоянной угловой скоростью, причем оказывается, что отдельные электроны в атоме описывают круговые орбиты с постоянным угловым моментом $\frac{h}{\pi}$. Предполагая,

что атом способен совершать упругие колебания, Конвей показывает, что сама внутренняя узловая сфера может удерживать электроны. Орбиты таких электронов не возмущаются при излучении и дают начало спектру, частоты которого определяются бальмеровской формулой

$$\nu = A - \frac{B}{(n + \mu)^2},$$

где A определяется внешней структурой атома, B — одно и то же для всех атомов и μ зависит от природы условий на поверхности для упругих волн.

Стационарные орбиты электрона определяются условием равновесия магнитных сил, обусловленных вращением заряженной сферы и притягательных электрических сил. Для таких орбит угловой момент оказывается постоянным и равным (в пределах экспериментальных ошибок) $\frac{h}{\pi}$.

Конвей обращает внимание на связь его теории, столь отличной от теории Бора, с этой теорией. Хотя у Бора постоянный угловой момент равен $\frac{h}{2\pi}$, но частота излучения в теории Бора равна половине угловой частоты вращения в стационарном состоянии. Угловая скорость обращения электрона по устойчивой орбите, по Конвею, выражается формулой

$$\omega = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \Omega V_0 - \frac{4}{3} \pi \rho \Omega r^2 \frac{e}{m},$$

где Ω — угловая скорость вращения атома, ρ — объемная плотность заряда атома (положительного), V_0 — потенциал атома в его центре. Если атом колеблется таким же образом, как сферический объем газа при постоянном давлении, то узловыми поверхностями будут сферы радиусов, определяемых уравнением

$$kr = 1,4303\pi, 2,4590\pi, \dots$$

где k , в свою очередь, определяется уравнением $ka = n\pi$, где a — радиус

сферы, n — целое число. Только самая внутренняя узловая сфера способна удерживать электрон на постоянной орбите, которая не возмущается излучением, радиус этой орбиты $r = \frac{1,4303}{n} a$. Отсюда частота спектральных серий определяется формулой

$$\nu = \frac{e}{3\pi m} \cdot \Omega V_0 -$$

$$- \frac{2}{3} \rho a^2 (1,4303)^2 \left(\frac{e}{m} \right) \cdot \frac{1}{n^2},$$

т. е. формулой Бальмера типа $\nu = A - \frac{B}{n^2}$. Конвей пытается также построить модель атомов, излучающих побочные и главную серии. Не останавливаясь на этих соображениях Конвея, рассмотрим результаты, получаемые из формулы Бальмера в интерпретации Конвея.

Угловой момент электрона в теории Конвея выражается формулой

$$m(x^2 + y^2)\omega = \frac{5e^2 m}{3\Omega}.$$

Постоянная Ридберга в теории Конвея равна

$$\frac{2}{3} \rho \Omega a^2 (1,4303)^2 \left(\frac{e}{m} \right) = B.$$

Плотность заряда в томсоновской сфере определяется равенством

$$e = \frac{4}{3} \pi \rho a^3.$$

Угловой момент Конвей полагает равным $\frac{h}{\pi}$. Подставив в вышенаписанные формулы значения

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad a = 10^{-8}, \\ B = 3,29 \cdot 10^{15},$$

мы получим из формул Конвея значения $h = 6,8 \cdot 10^{-27}$. Механизм излучения, по Конвею, описывается таким образом: электрон, имеющий частоту ν , обладает кинетической энергией $h\nu$. Если он в этот момент находится на узловой сфере и вынуждается чисто радиационными

силами покинуть эту сферу, то магнитная сила и, следовательно, v остаются постоянными. Однако благодаря излучению круговая орбита непрерывно уменьшается до тех пор, пока не будет излучена вся кинетическая энергия. В течение всего этого процесса излучаемая во вне радиация имеет одну и ту же частоту и ее полная величина равна $h\nu$. Остающаяся энергия будет потенциальной, и если возникает дальше какое-либо излучение, оно будет другого типа. Попытка Конвея спасти классическую теорию интересна тем, что в ней в какой-то мере предчувствуются идеи будущей волновой механики.

Попытки, типа попыток Томсона и Конвея примирить кванты с классическими представлениями продолжались долго. Основная идея Бора о несовместимости классической электродинамики с квантовой теорией Планка долго казалась неприемлемой. Однако теория Бора сразу обратила на себя внимание и уже в том же 1913 г. послужила основой для новых физических исследований. Теория Бора фигурирует в знаменитом исследовании Мозли по рентгеновским спектрам, опубликованном в декабрьском номере того же, 26-го тома журнала «Phil. Mag.». Оказалось, что константа ν_0 в соотношении Мозли

$$\nu = \frac{3}{4} \nu_0 (N - \sigma_n)^2,$$

где N — порядковый номер элемента совпадает с численным значением константы Ридберга $\frac{2\pi^2 Q^4 m}{h^3}$, вычисленной Бором, и объяснение происхождения рентгеновских линий совпадает с боровским объяснением происхождения водородных линий. «Это числовое согласие между экспериментальным значением R и вычисленным из теории, предназначенной для объяснения обычного водородного спектра, замечательно, так как длины волн, с которыми имеют дело в обоих случаях, отличаются примерно в 2000

раз». Вместе с тем Мозли отмечает, что дальнейшие эксперименты, вероятно, укажут на необходимость некоторого изменения теории. Во всяком случае, исследования Мозли по рентгеновским спектрам явились одним из первых достижений теории Бора, которое сам Мозли справедливо назвал «замечательным». Он писал: «Уже полученные результаты показывают, что подобного рода данные имеют важное значение для вопроса о внутреннем строении атома и сильно поддерживают воззрения Резерфорда и Бора».

ЭФФЕКТ ШТАРКА

В 1913 г. П. Штарк открыл эффект расщепления спектральных линий в электрическом поле. В том же году Э. Варбург попытался истолковать этот эффект, опираясь на теорию Бора, основные положения которой он формулирует в следующих постулатах:

«Постулат 1. Вращающийся электрон не излучает. Излучение, по г. Бору, — процесс, происходящий во время связывания электрона.

Постулат 2. Представим себе электрон, покоящийся на далеком расстоянии от ядра. Когда он затем движется к ядру, часть его потенциальной энергии расходуется на вращательное движение вокруг ядра, часть превращается в излучение, испускаемое квантами. По окончании этого процесса электрон вращается вокруг ядра без излучения.

Постулат 3. Возможны различные процессы подобного рода, отличающиеся друг от друга числом τ испущенных квантов энергии, причем τ может принимать значения 1, 2, 3, ... Тем самым определяется ряд окружностей, каждой из которых соответствует один из этих процессов».

Эти окружности определяются значениями

$$W_\tau = \frac{\tau h \omega_\tau}{2},$$

где W_τ — кинетическая энергия τ -й окружности, частота обращения электрона по ним, равно как и радиусы окружностей, определяются равенством

$$\omega_\tau = \frac{2W}{h} \cdot \frac{1}{\tau^2}, \quad 2a_\tau = \frac{\varepsilon}{W} \cdot \tau^2,$$

где ε — заряд электрона.

Далее Варбург формулирует пятый постулат:

«Постулат 5. Пусть далее возможны процессы, при которых система от одной окружности a_n переходит к другой a_m ($m > n$), испуская только один квант $h\nu$, это будут как раз те процессы, которым соответствуют наблюдаемые спектральные линии». Отсюда получается формула Бальмера

$$\nu = \frac{W}{h} \left(\frac{1}{\tau_n^2} - \frac{1}{\tau_m^2} \right).$$

По-видимому, изложение Варбурга является первым изложением теории Бора, как она дана в первой боровской статье. Чтобы объяснить явление Штарка, Варбург прежде всего устанавливает, что внутреннее электрическое поле в атоме значительно превосходит внешнее приложенное поле. Поэтому он принимает, что орбиты атома остаются невозмущенными и определяются боровскими условиями. Однако приложенное поле изменяет энергию, появляется добавочный член $+E\epsilon a_m$ и согласно условию частот Бора частота изменяется. По вычислениям Варбурга изменение длины волны для m -го состояния, определяемого номером τ_m , составляет

$$\Delta\lambda = \pm \frac{h}{4\pi^2 c m e} \cdot E (\tau_m \lambda_m)^2.$$

Это означает, что линии остаются теми же самыми, как в первоначальном спектре, но испытывают симметричное расширение на величину $2\Delta\lambda_m$.

Однако результат, полученный Штарком для водородных линий, гласит:

1) Под действием электрического поля в поперечном поле линии H_β и H_γ разлагаются на пять компонент, из которых три средние колеблются параллельно, две крайние — перпендикулярно электрическому полю. Средняя компонента параллельного триплетта приблизительно совпадает с нерасщепленной линией.

2) Расщепление спектральной линии (расстояние между компонентами), измеренное в длинах волн, оказывается в первом приближении пропорциональным первой степени напряженности поля.

Эти результаты первых опытов Штарка, процитированные в статье Варбурга, очевидно, не совпадают с результатом теории Варбурга. Отсюда Варбург делает вывод, что теория Бора для описания явлений Штарка и Зеемана нуждается в видоизменении и расширении*. Впервые явление Штарка на основе теории Бора было истолковано К. Шварцшильдом и П. С. Эпштейном в 1916 г. на основе волновой механики — Э. Шредингером в 1926 г. и матричной квантовой механики — В. Паули в том же, 1926 г.

Таковы были первые шаги теории Бора. Несмотря на очевидную «сыроватость» и уязвимость этой теории, историческое значение ее огромно: она открыла путь в мир атомных явлений. Первый шаг, сделанный Бором, оказался далеко не последним, и после трудных поисков и сомнений физика создала замечательную квантовую теорию атомных явлений. Но это случилось уже спустя 12—14 лет после появления первой статьи Бора.

* Бор в сноске к своей статье 1914 г. «О влиянии электрических и магнитных полей на спектральные линии» кратко излагает результаты Э. Варбурга.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТЕОРИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

РАЗВИТИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИИ

Открытие электронов и квантов дало возможность поставить вопрос о теоретическом истолковании свойств твердого тела. В течение XIX в. эти свойства описывались чисто эмпирически. Тем не менее уже со времен Гюйгенса была ясна идея о правильной периодической структуре кристаллов. Однако кристаллография, опирающаяся на изучение внешних форм кристаллов, считалась отраслью не физики, а минералогии и была также описательной наукой. В качестве такой науки она существовала с древнейших времен. Впервые, по-видимому, Кеплер в сочинении «О снеге» (1615) высказал мысль о том, что форма кристаллов определяется законами геометрии, и высказал для снега закон постоянства граничных углов. Гассенди, исходя из атомистических представлений, предположил, что в основе структуры данного кристалла лежат атомы, имеющие форму, одинаковую с формой данного кристалла. Кристалл построен слоями, каждый слой состоит из одинаковых многогранников.

Важный труд Николая Стенсена, датского анатома, вышедший в 1669 г., содержал первую точную формулировку закона постоянства граничных углов. Кристаллические многогранники с одинаковыми граничными углами, хотя и обладают разной формой граней, тождественны.

Бартолин, открывший двойное преломление в исландском шпате, открыл также свойство спайности кристаллов.

Как мы уже говорили, Христиан Гюйгенс впервые высказал идею периодического внутреннего строения кристалла, молекулы которого имеют определенную форму и расположены параллельными рядами.

Французский военный инженер Ромэ-Делиль был первым кристаллографом, применившим для измерения углов между гранями кристалла прибор гониометр. Он первым пытался систематизировать кристаллические формы.

Наиболее существенный вклад в кристаллографию внес французский аббат Гаян. В его фундаментальном труде «Опыт теории строения кристаллов», вышедшем в 1784 г.,

он сформулировал открытый им закон параметров, т. е. закон простых целочисленных отношений между параметрами граней одного и того же кристалла. Гаюи открыл также закон повторяемости элементов многогранника и понял значение симметрии в учении о кристаллах. Именно Гаюи принадлежит важная мысль о тесной связи между внешней формой кристалла и его внутренней структурой.

В первой половине XIX в. кристаллография стала отраслью минералогии и чисто описательной наукой. Идея Гаюи о связи внешней формы кристалла с его внутренней структурой были оставлены; на первый план выдвигалась задача описания и систематизации кристаллических форм. Профессор Берлинского университета Христиан Вейсс, занимаясь описанием кристаллических форм, ввел в кристаллографию представление об осях. Развивая идею симметрии, он впервые устанавливает в 1815 г. основные шесть кристаллических систем. Вейссу принадлежит также введение в кристаллографию понятия зон.

Описательная кристаллография разрабатывалась также Нейманом в Кёнигсберге и Миллером в Кембридже. Миллер ввел систему обозначения кристаллических плоскостей («индексы Миллера»).

Кропотливая работа по кристаллографическим исследованиям привела к важным обобщениям. Так, Ф. Гессель, исходя из законов симметрии, установил 32 независимых кристаллических класса. Огюст Бравэ ввел представление о кристаллической решетке («решетка Бравэ») в своем знаменитом сочинении «Кристаллографические этюды».

Математическая кристаллография к концу XIX в. получила завершение в классических работах Е. С. Федорова и математика Шенфлиса. Глубокое развитие учения о симметрии содержится в работах Пьера Кюри.

В XX в. произошло превращение кристаллографии из описательной науки в физическую. «Кристаллография, — писал в 1904 г. известный советский ученый В. И. Вернадский, — имеет своей задачей исследование свойств и законов, присущих твердому веществу, выяснение его строения». Но Вернадский отмечает также, что исторически кристаллография развивалась отдельно от физики, в тесной связи с минералогией. «До сих пор в огромном большинстве университетских кафедр всего мира в преподавании кристаллографии эта связь ее с минералогией не порвана...». Однако Вернадский продолжает: «... но с последних десятилетий прошлого века эта связь нарушается чрезвычайно быстро и неуклонно».

ТЕПЛОВЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В этом отходе кристаллографии от минералогии и ее превращении в физическую науку решающую роль сыграли успехи физики. Развитие электронной теории привело физиков к твердому убеждению, что «механические упругие силы твердых тел в действительности есть силы электрические». Форма кристаллов, их физические и химические свойства должны определяться внутренним их строением, силами, действующими между частицами, образующими кристаллическую решетку. Так физика XX в. вернулась к идеям Гюйгенса и Гаюи.

Однако определение свойств кристаллов из строения их решеток оказалось нелегкой задачей. «Путь к решению этого вопроса был длинен. Сперва пришлось осветить с точки зрения решетки зависимость между всевозможными механическими, термическими, электрическими и оптическими свойствами кристаллов и формально свести их к силам между отдельными частицами кристаллической решетки». Так писал один из основоположников теории твердого тела Макс

Борн. Как выяснилось позже, ключ к пониманию свойств твердого тела дала квантовая механика. В рассматриваемый нами период гипотеза квантов Планка была впервые применена к твердому телу Эйнштейном и позволила разрешить трудности, связанные с теорией теплоемкости, основанной на представлениях классической статистики Больцмана.

Применяя теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы к колебаниям атомов кристаллической решетки, получаем для внутренней энергии одного моля кристалла выражение

$$U = 3RT,$$

и значение теплоемкости

$$C_v = 3R,$$

что соответствует закону, найденному экспериментально Дюлонгом и Пти еще в 1819 г. Однако к концу XIX в. выяснилось, что существуют неметаллы такие, как углерод, бор и кремний, которые в твердом состоянии имеют теплоемкость, меньшую $3R$ (для алмаза, например, теплоемкость порядка $1 \text{ кал} \cdot \text{г}/\text{град}$). Кроме того, исследования Нернста обнаружили при низких температурах зависимость теплоемкости твердых тел от температуры, а именно при приближении температуры тела к абсолютному нулю его теплоемкость также стремится к нулю.

Таким образом, классическая кинетическая теория материи оказалась не в состоянии описать полностью тепловые свойства твердого тела. На это обратил внимание в 1907 г. Эйнштейн. В статье «Теория излучения Планка и теория теплоемкости» он показывает, что применение теории Планка «ведет к видоизменению молекулярно-кинетической теории, позволяющему устранить некоторые трудности, до сих пор стоящие на пути этой теории». В своей статье Эйнштейн предполагает, что закон равномерного распределения энергии по степеням свободы неприменим не только к

черному излучению, но и к колебаниям молекул твердого тела. Предполагая, что все молекулы твердого тела ведут себя как планковские осцилляторы, колеблющиеся с одной и той же частотой ν , он принял, что они обладают в среднем энергией осциллятора Планка, так что полная энергия одного моля

$$U = \frac{3N h \nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{3RT \frac{h\nu}{kT}}{\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}}.$$

Для слабых связей осцилляторов с положением равновесия $h\nu \ll kT$ и $U \cong 3RT$ — закон Дюлонга и Пти. Но, если $h\nu \geq kT$, что имеет место для крепкой связи (алмаз) или при низких температурах, закон Дюлонга и Пти более не имеет места, что и было подтверждено качественно опытами Нернста и его сотрудников.

В количественном отношении формула Эйнштейна не вполне соответствует опыту, и Нернст и Линдеман в 1911 г. заменили ее другой, лучше согласующейся с опытом. Формула Нернста и Линдемана имеет вид

$$U = \frac{3R}{2} \left(\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + \frac{\frac{\beta\nu}{2}}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} \right),$$

$$\beta = \frac{h}{k}.$$

Отсюда теплоемкость

$$C_v = \frac{3R}{2} \left[\frac{\frac{\beta\nu}{T} \left(\frac{\beta\nu}{T} \right)^2}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1 \right)^2} + \frac{\frac{\beta\nu}{2T} \left(\frac{\beta\nu}{2T} \right)^2}{\left(e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1 \right)^2} \right].$$

В связи с формулой Нернста и Линдемана Эйнштейн писал в работе «Элементарное рассмотрение теплового движения в твердых телах», опубликованной в том же, 1911 г.:

«Колебания атомов не являются гармоническими даже приближенно. Интервал частот атома настолько

велик, что изменение энергии колебания в течение полупериода по порядку величины равно самой энергии. Значит, каждому атому следует приписывать не какую-то одну определенную частоту, а интервал частот $\Delta\nu$ по порядку величины, равной самой частоте. Чтобы получить для удельной теплоемкости твердых тел точную формулу, надо было бы, основываясь на некоторой механической модели, провести для атома твердого тела рассмотрение, совершенно аналогичное выводу Планка для случая осциллятора с бесконечно малым затуханием. Следовало бы определить, при какой средней энергии колебания атом, обладающий электрическим зарядом, излучает в поле теплового излучения столько же энергии, сколько поглощает.

Пока я почти без успеха бился над этой программой, Нернст прислал мне корректурный оттиск работы, содержащий поразительно хорошее предварительное решение задачи. Он нашел, что формула (здесь Эйнштейн приводит вышенаписанную формулу Нернста и Линдемана) для теплоемкости, превосходно изображает температурную зависимость атомной теплоемкости. То обстоятельство, что эта формула согласуется с опытом лучше, чем моя первоначальная, в соответствии со сказанным выше легко объясняется. Ведь эту формулу можно получить, предполагая, что атом совершает квазинезатухающие синусоидальные колебания половину времени с частотой ν , а другую половину времени — с частотой $\nu/2$. Значительное отклонение колебаний от монохроматических отражается этим способом самым простым путем». В приведенном отрывке очень хорошо показаны искания Эйнштейном новых путей в решении проблемы теплоемкости. Эти поиски заставили его размышлять над вопросами связи оптических, тепловых и упругих свойств кристалла. Этим вопросом занимались и многие другие авторы.

В 1908—1910 гг. Э. Грюнейзен, исследуя упругие свойства металлов, пришел к выводу, что отношение коэффициента теплового расширения металла к его удельной теплоемкости не зависит от температуры. В 1911 г., опираясь на теорему Нернста, Грюнейзен показал, что коэффициент расширения должен представляться той же температурной функцией, что и удельная теплоемкость. Таким образом, упругие и тепловые свойства оказались связанными с собственными частотами колебаний атомов в решетке. Эйнштейн (1911) в работе «Связь между упругими свойствами и атомной теплоемкостью в твердых телах с одноатомными молекулами» и несколько ранее Сезерленд (1910) и Э. Маделунг (1909) установили связь между сжимаемостью кристалла и частотами колебаний его атомов.

Э. Грюнейзен пытался вывести общее соотношение, связывающее упругие и тепловые свойства кристалла — его уравнения состояния. Он рассматривал одноатомное твердое тело и, следуя идеям Ми, высказанным последним в 1903 г., предположил, что атомы твердого тела находятся в равновесии под действием притягательных и отталкивательных сил. Ми и, следуя ему, Грюнейзен полагали, что силы сцепления аналогичны ван-дер-ваальсовым силам и потенциальная энергия, соответствующая этим силам, имеет вид

$$V_{10} = -\frac{A}{v_0}.$$

Отталкивательные силы меняются с расстоянием значительно быстрее притягательных, и соответствующая им доля потенциальной энергии равна

$$V_{20} = +\frac{B}{v_0^m}.$$

При абсолютном нуле твердое тело по Грюнейзену представляет статическую систему, в которой атомы находятся в определенных положениях равновесия, в которых действия притягательных и отталкива-

тельных сил уравниваются. При нагревании кристалла происходит смещение атомов из их положения равновесия и в связи с этим возбуждаются их тепловые колебания. Грюнейзен считает атомы гармоническими осцилляторами, в которых кинетическая энергия в среднем равняется потенциальной и полная энергия колебаний выражается интегралом $\int_0^T C_v dT$. Применяя теорему вириала Клаузиуса, Грюнейзен находит уравнение состояния, которое мы здесь выписывать не будем, так как ни Грюнейзену, ни его предшественнику Ми не удалось получить уравнения состояния, удовлетворительно согласующегося с опытом. Однако Грюнейзену удалось получить формулу, связывающую частоту колебаний атомов с упругими константами кристалла. Формула Грюнейзена

$$\nu = Z^2 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{1/3} \frac{v^{1/3}}{M\kappa},$$

где Z — число, зависящее от расположения атомов в теле, M — атомный вес, κ — коэффициент сжимаемости, v — атомный объем, v_0 — атомный объем при абсолютном нуле. Эйнштейн в том же, 1911 г., что и Грюнейзен, но несколько раньше (Грюнейзен ссылается на работу Эйнштейна), исходя из представления, что твердое тело имеет плотную кубическую упаковку атомов, вычислил коэффициент Z^2 ; формула Эйнштейна имеет вид

$$\nu = 2,77 \cdot 10^7 M^{-1/3} \varrho^{-1/6} \kappa^{-1/2}.$$

Здесь вместо атомного объема v фигурирует плотность ϱ . И у Грюнейзена, и у Эйнштейна кристалл обладает только одной частотой упругих колебаний.

Вычисление теплоемкости твердого тела при учете наличия спектра упругих колебаний — акустический спектр — было проведено в 1912 г. П. Дебаем в работе «К теории удельных теплоемкостей» и в том же и последующем году

М. Борном и Т. Карманом в статьях «О колебаниях пространственной решетки» (1912), «К теории удельной теплоемкости» (1913) и «О теории распределения собственных колебаний точечной решетки». Как видно из названий статей Борна и Кармана, в основе их теории лежала модель кристаллической решетки, частицы которой, расположенные в ее узлах, были способны совершать гармонические колебания. Тепловая энергия твердого тела — это энергия этих колебаний, и Борн и Карман подсчитывали ее с помощью приближенных методов. Результат их вычислений совпадал с результатом, полученным Дебаем, работу которого мы рассмотрим подробнее в виду ее важного исторического значения.

Дебай начинает свою статью ссылкой на исследования Нернста, показавшие неприменимость теоремы равномерного распределения энергии к теории теплоемкости. Указав далее на результаты Эйнштейна и формулу Нернста—Линдемана, он отмечает, что предположение о единственности частоты колебаний, принятое Эйнштейном в работе 1907 г., «не может быть оправдано, как предполагал уже Эйнштейн» (Дебай ссылается на статью Эйнштейна 1911 г.). «Окружение вибрирующего атома, — говорит Дебай, — оказывает на него такое сильное влияние, что его движение лишь весьма отдаленно напоминает простое гармоническое движение». В результате прямое применение формулы Планка становится сомнительным. Если же представить движение атома с помощью разложения Фурье, то детальное проведение вычисления энергии и теплоемкости становится трудной задачей. Дебай предлагает метод расчета, аналогичный доказательству Джинса для рэлеевского закона излучения. Твердое тело, состоящее из N атомов, трактуется как система с $3N$ степенями свободы, совершающая $3N$ различных колебаний. Дебай рассматривает в своих вычислениях

твердое тело как непрерывную среду и исходит из уравнений теории упругости. «Прерывную структуру тела, — пишет Дебай, — мы будем принимать в расчет только постольку, поскольку она приводит к следствию, что спектр состоит в целом только из $3N$, а не бесконечно многих спектральных линий. В соответствии с этим, спектр, вычисленный из уравнений упругости, будет обрезаться до $3N$ спектральных линий». Результаты своих расчетов Дебай сводит в первой части работы. Вначале он приводит выражение для числа колебаний тела объема V , с частотами ниже некоторой частоты ν :

$$Z = \nu^3 VF, \quad (1)$$

здесь F — функция упругих констант; сжимаемости κ , отношения Пуассона σ и плотности ϱ :

$$F = \frac{4\pi}{3} \varrho^{3/2} \kappa^{3/2} \left[2 \cdot \left(\frac{2}{3} \right)^{3/2} \left(\frac{1+\sigma}{1-2\sigma} \right)^{3/2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3^{3/2}} \left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma} \right)^{3/2} \right] \quad (2)$$

Максимальная частота колебаний ν_m определяется выражением

$$3N = \nu_m^3 FV. \quad (3)$$

Плотность спектральных линий дается формулой

$$dZ = 9N \frac{\nu^2 d\nu}{\nu_m^3}. \quad (4)$$

Каждое из колебаний в соответствии с формулой Планка обладает энергией

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (5)$$

Полная энергия тела

$$U = \frac{9N}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \nu^2 d\nu. \quad (6)$$

Дебай вводит далее константу, названную им характеристической температурой тела,

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k}. \quad (7)$$

Введя новую переменную

$$\xi = \frac{h\nu}{kT}, \quad (8)$$

получим

$$U = 9NkT \left(\frac{kT}{h\nu_m} \right)^3 \int_0^{\frac{h\nu_m}{kT}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1},$$

или

$$U = 9NkT \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}. \quad (9)$$

Отсюда получается выражение для теплоемкости

$$C = 3Nk \left[\frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right], \quad (10)$$

где

$$x = \frac{\Theta}{T}.$$

Дебай формулирует полученные им результаты в следующих девяти пунктах:

«1. Для твердого тела не существует единственной частоты колебаний атомов, как это предполагал первоначально Эйнштейн при подсчете удельной теплоемкости. Твердое тело может быть характеризовано лишь полным спектром собственных частот.

2. Спектр обладает конечным числом линий (равным трехкратному числу атомов). Линии низких частот — обычные акустические колебания.

3. Спектр может быть характеризован плотностью спектральных линий на интервале частот $d\nu$. Мы нашли, что число колебаний, приходящихся на этот интервал, пропорционально $\nu^2 d\nu$. Фактор пропорциональности вычисляется из упругих констант вещества.

4. При использовании (3), формулы для полной энергии и удельной теплоемкости могут быть получены, если каждой степени свободы приписать энергию

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

соответственно квантовой теории.

5. Эта процедура приводит к выражению для удельной теплоемкости, которое зависит только от отношения θ/T , где θ — температура, характерная для данного тела. Удельная теплоемкость одноатомного твердого тела будет, таким образом, универсальной функцией отношения θ/T .

6. Для низких температур из окончательной формулы (или также непосредственно из (3)) можно вывести, что удельная теплоемкость пропорциональна T^3 для всех веществ. Тогда величина энергии пропорциональна T^4 , точно так же, как для излучения по закону Стефана—Больцмана, справедливому для всех температур. Этот предельный закон особенно просто демонстрирует отличие нашей формулы от формулы Эйнштейна или формулы Нернста—Линдемана. Согласно двум последним формулам удельная теплоемкость при низких температурах стремится к нулю по экспоненте.

7. Сравнение нашей формулы с наблюдениями над алмазом, алюминием, медью, серебром и свинцом показывает очень хорошее согласие теории с экспериментом.

8. В определенном смысле формула Нернста и Линдемана является приближением к нашей формуле. Это объясняет, почему в прежних исследованиях последняя формула показывала такое хорошее согласие с экспериментом.

9. Характеристическая температура θ может быть вычислена из упругих констант, и результаты вычисления являются хорошими. Помимо числового множителя, наша формула отличается от формулы, данной ранее Эйнштейном, поскольку она содержит не только сжимаемость, но также и отношение Пуассона». Итак, теоретический анализ свойств твердого тела, проделанный Эйнштейном, Дебаем, Борном и Карманом, выявил важную роль частот атомных колебаний, с которыми связаны упругие и тепловые свойства кристаллов. Экспериментальная проверка теории, прежде

всего, состояла в определениях этих частот. В своем докладе в Геттингене в 1913 г. о кинетической теории твердого тела В. Нернст указывал, что из трех величин, характеризующих состояние твердого тела, а именно его массы, атомного объема и атомной частоты, наиболее трудно поддаются экспериментальному определению последние и, однако, уже наметились разнообразные методы их определения. В числе таких методов Нернст указал следующие:

1. Метод удельных теплоемкостей, который позволяет по теоретическим формулам типа дебаевской определить атомные частоты наиболее надежным способом.

2. Метод определения точки плавления. В 1910 г. и более подробно в своей диссертации 1911 г. Ф. А. Линдеман, рассматривая молекулярную теорию твердого тела, предположил, что точка плавления определяется нарастанием амплитуды тепловых колебаний, которые становятся соизмеримыми с межатомными расстояниями. В результате взаимные соударения колеблющихся атомов разрушают межатомные связи и тем самым структуру кристалла. Обозначив через r_0 орбиту кругового движения атома при точке плавления T_s , так что скорость колеблющейся частицы $u = 2\pi r_0 \nu$, мы получим для средней энергии атома

$$mu^2 = 4\pi^2 r_0^2 \nu^2.$$

По формуле Планка—Эйнштейна эта средняя энергия

$$mu^2 = 3 \frac{R}{N_0} \cdot \frac{\beta \nu}{e^{\frac{\beta \nu}{kT_s}} - 1}.$$

Но при точке плавления $\beta \nu \ll kT_s$ справедлив закон Дюлонга и Пти и, следовательно,

$$mu^2 = \frac{3R}{N_0} T_s,$$

т. е.

$$4\pi^2 m r_0^2 \nu^2 = \frac{3R}{N_0} T_s.$$

Таким образом, частота атомных колебаний пропорциональна $\sqrt{\frac{T_s}{m\nu_0^2}}$. Так как, в свою очередь, среднее расстояние между атомами пропорционально корню кубическому из атомного объема, то Линдеман получает следующую формулу:

$$\nu = 3,08 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{T_s}{m\nu_0^2/3}}.$$

3. Метод упругих констант. Как мы уже говорили, связь упругих констант с атомными частотами исследовалась Маделунгом, Эйнштейном, Грюнейзенем, Линдеманом. Приближенная формула такой зависимости

$$\nu = 3,0 \cdot 10^7 m^{-1/3} \rho^{-1/6} \kappa^{-1/2},$$

где m — атомный вес, ρ — плотность, κ — сжимаемость. Значительно более точные результаты дает теория Дебая—Борна—Кармана, где предельная частота связана с средней скоростью звуковых волн c_m . Расчеты Борна и Кармана дали следующее выражение:

$$C_v = 2,74 \cdot 10^{10} \frac{m}{\rho} \left(\frac{T}{c_m} \right)^3 = 465 \left(\frac{T}{\beta\nu} \right)^3.$$

Средняя скорость звука определяется через продольную и поперечную скорость уравнением

$$\frac{1}{c_m^3} = \frac{1}{c_l^3} + \frac{2}{c_t^3},$$

где c_l — скорость продольных, c_t — скорость поперечных звуковых волн.

4. Метод теплового расширения. По закону Грюнейзена, в одноатомных телах коэффициент теплового расширения и теплоемкость пропорциональны друг другу. Поэтому, по Грюнейзену, имеет место соотношение

$$\nu = 2,91 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{1}{m\nu_0^2/3} \left(\frac{C_v}{\alpha} \right)_0},$$

где ν_0 — атомный объем при абсолютном нуле, $\alpha = \frac{1}{\nu} \frac{d\nu}{dT}$ — коэф-

фициент теплового расширения. Уравнение Грюнейзена хорошо подтверждается опытом.

5. Оптический метод. Для кристаллов типа каменной соли в узлах решетки находятся ионы, колебания которых сопровождаются испусканием электромагнитных волн инфракрасных частот. Исследуя поглощение или отражательную способность таких кристаллов, находят, что вблизи собственных частот атомов тело обладает аномально высокой отражательной способностью. Если излучение сложного спектрального состава неоднократно отражается от такого тела, то, в конце концов, в отраженном луче остаются только те волны, для которых имеет место это аномально высокое отражение. Этот метод *остаточных лучей* был разработан Г. Рубенсом.

6. Наконец, Нернст упоминает еще об одном методе — методе определения *электропроводности* при низких температурах. Как известно Каммерлинг-Оннес открыл аномально высокое падение сопротивления в области низких температур (сверхпроводимость). При низких температурах также убывает атомная теплоемкость и коэффициент теплового расширения. В 1911 г. Каммерлинг-Оннес и Нернст установили независимо друг от друга, что убывание термического коэффициента происходит при тем более низкой температуре, чем ниже атомная частота соответствующего металла. Таким путем можно оценить атомную частоту у какого-либо металла, поместив его между металлами, атомные частоты которых уже известны. С другой стороны, Грюнейзен в 1913 г. установил, что отношение сопротивления к абсолютной температуре возрастает в области низких температур приблизительно пропорционально атомной теплоемкости.

Эйкен в своем курсе химической физики сопоставляет значения величины

$$\Theta_0 = \frac{h\nu_{\max}}{k},$$

определенные различными методами, в частности по формуле Эйнштейна: $\nu = 3,0 \cdot 10^7 m^{-1/3} \varrho^{-1/6} x^{-1/2}$, Де-

бая: $\nu_{\max} = c_m \sqrt{\frac{3N}{4\pi v}}$, Грюнейзена:

$$\nu = 2,91 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{1}{m v_0^{2/3}} \left(\frac{C_v}{a} \right)_0},$$

Линдемана:

$$\nu = 3,08 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{T}{m v_0^{2/3}}}.$$

Обсуждая полученные результаты, Эйкен резюмирует, что совпадение результатов в общем и целом вполне удовлетворительно, и это доказывает, что атомные частоты известны с точностью до 10%, и что теория Дебая дает правильные значения для теплоемкости.

Вопросы квантовой теории вещества рассматривались в апреле 1913 г. в геттингенском докладе Дебая «Уравнение состояния и квантовая гипотеза». Добавление к докладу содержит теорию теплопроводности. Во вступительных замечаниях к своему докладу Дебай указывает на несостоятельность классической статистики в области низких температур и на универсальную значимость планковского выражения для средней энергии осциллятора, позволяющего дать точное решение не только проблемы черного излучения, но и теории теплоемкости твердого тела. Вместе с тем он обращает внимание на то, что опытом исследуется только производная внутренней энергии по температуре и тем самым остается открытым вопрос о существовании в выражении внутренней энергии постоянного члена, не обращающегося в нуль при абсолютном нуле. Этот постоянный член есть так называемая «нулевая энергия», значение которой было подчеркнуто Эйнштейном в 1911 г. Дебай указывает, что открытие рентгеноструктурного анализа Фридрихом, Кнппингом и Лауэ позволяет надеяться, что в недалеком будущем можно экспериментально сделать выбор между выра-

жениями внутренней энергии твердого тела. Далее Дебай ставит общую задачу установления уравнения состояния на основе квантовой теории. Он указывает на работы Грюнейзена в этом направлении, обобщенные в его докладе «Молекулярная теория твердого тела» на втором Сольвеевском конгрессе 1913 г. Дебай подходит к проблеме уравнения состояния твердого тела, исходя из представления об ангармоническом осцилляторе. Именно представление о молекуле твердого тела как ангармоническом осцилляторе позволяет объяснить факт увеличения объема тела с температурой. Полагая потенциальную энергию осциллятора записанной в виде степенного ряда по степеням x , где x смещение частицы из положения равновесия $x=0$, имеем

$$\Phi(x) = \frac{f}{2} x^2 + \frac{g}{3} x^3 + \dots$$

Таким образом, во втором приближении потенциальная энергия не симметрична относительно положения равновесия $x=0$. Уравнение движения частицы

$$m\ddot{x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = m\ddot{x} + fx + gx^2 + \dots = 0.$$

Решение этого уравнения в первом приближении имеет вид

$$x = A \cos(\omega t - \alpha),$$

где $\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}$. Чтобы найти второе приближение, подставляем это значение в член gx^2 и тогда получим

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + fx &= -gA^2 \cos^2(\omega t - \alpha) = \\ &= -\frac{g}{2} A^2 - \frac{gA^2}{2} \cos 2(\omega t - \alpha). \end{aligned}$$

Откуда во втором приближении

$$\begin{aligned} x &= A \cos(\omega t - \alpha) - \frac{gA^2}{2f} - \\ &\quad - \frac{gA^2}{6f} \cos 2(\omega t - \alpha). \end{aligned}$$

Для теории важно значение среднего смещения

$$\bar{x} = -\frac{gA^2}{2f}.$$

Квадрат амплитуды можно заметить из выражения энергии осциллятора

$$U = \frac{fA^2}{2},$$

и тогда

$$\bar{x} = -\frac{g}{f^2} U.$$

Следовательно, с возрастанием энергии колебания центр колебаний смещается, причем это смещение пропорционально энергии. Это соответствует теореме Грюнейзена о пропорциональности коэффициента расширения удельной теплоемкости. Таким образом, термическое поведение тела описывается моделью ангармонического осциллятора, но формула Планка применима только к гармоническим колебаниям. Эту трудность Дебай обходит с помощью приближенного метода, рассматривая колебания вокруг нового центра $\bar{x}$ и применяя к этим колебаниям выводы Планка. При этом частота колебаний оказывается зависящей от смещения $\bar{x}$ (в первом приближении $v_1 = v_0 \left(1 + \frac{g}{f}\right) \bar{x}$).

Применяя выводы, полученные для ангармонического осциллятора к твердому телу, Дебай получает следующее приближенное выражение для запаса энергии твердого тела U и для его уравнения состояния:

$$\begin{aligned} U = & \frac{9NkT}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} + \\ & + 9NkTa \frac{\Delta}{v_0} \left\{ \frac{3}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \right. \\ & - \frac{x_0}{e^{x_0} - 1} \left. \right\} + 9NkT \frac{\Delta^2}{v_0^2} \left\{ \frac{v_0}{18\kappa_0 NkT} - \right. \\ & - \frac{a^2}{2} \cdot \frac{x_0^3 e^{x_0}}{(e^{x_0} - 1)^2} - \frac{3a^2 - b}{2} \cdot \frac{x_0}{e^{x_0} - 1} + \\ & + \frac{12a^2 - 3b}{2} \cdot \frac{1}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \left. \right\}, \\ pv_0 = & a \frac{9NkT}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{\Delta}{v_0} \left\{ \frac{v_0}{\kappa} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - (4a^2 - b) \frac{9NkT}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} + \\ + a^2 9NkT \frac{x_0}{e^{x_0} - 1} \left. \right\}. \end{aligned}$$

Здесь Δ — растяжение первоначального объема v_0 , κ_0 — коэффициент сжимаемости при температуре

$$T=0, \kappa_0 = \frac{\Theta_0}{T}; a \text{ и } b \text{ — члены раз-}$$

ложения величины $\Theta_1 = \frac{hv_{\max}^1}{k}$.

$$\Theta_1 = \Theta_0 \left[1 - a \frac{\Delta}{v_0} + \frac{b}{2} \frac{\Delta^2}{v_0^2} + \dots \right].$$

Если $a=b=0$, то для U получается

$$U = \frac{9NkT}{x_0^3} \int_0^{x_0} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} + \frac{\Delta^2}{2\kappa_0 v_0},$$

из которого вытекает закон температурной зависимости « T^4 » Дебая. Уравнение состояния принимает в этом случае вид

$$p = -\frac{\Delta}{\kappa_0 v_0},$$

т. е. никакой зависимости p от температуры нет (растяжение Δ предполагается вызванным внешними силами). Дебай получает из уравнения состояния при $p=0$ (атмосферное давление) в первом приближении закон Грюнейзена

$$\frac{\Delta}{v_0} = a\kappa_0 \frac{U_0}{v_0}.$$

Что касается температурной зависимости коэффициента расширения, то она в теории Дебая определяется законом « T^3 ».

Наиболее замечательным в теории Дебая является применение идеи квантования к ангармоническому осциллятору. Вместе с тем асимметричный характер потенциальной функции в дальнейшем был усвоен в теории твердого тела Борном, Маделунгом и другими авторами, разработавшими теорию твердого тела.

Как было уже сказано, доклад Дебая был одним из геттингенских докладов по кинетической теории материи и электричества, читавших-

ся в Геттингене в апреле 1913 г. Эти доклады были опубликованы в 1914 г. под общим заглавием «Доклады о кинетической теории материи и электричества» с предисловием известного математика Д. Гильберта*. Одной из тем докладов была квантовая теория газов, которой был посвящен доклад Планка, рассмотренный нами в седьмой главе. Кинетическая теория твердого тела была предметом доклада Нернста, о котором мы уже упоминали выше.

Из доклада Нернста ясно видны успехи и трудности теории твердого тела. Еще неясна природа частиц, образующих кристаллическую решетку, не найден закон межатомных сил, теория Дебая учитывает квантовые свойства искусственным приемом обрезания частот. Нернст хочет улучшить теорию Дебая учетом атомной структуры, но сам признает, что его вывод не является строго обоснованным. Вместе с тем уже поведение тел при низких температурах нашло отражение в теории Дебая, хорошо согласующейся с опытом в этой области температур. Не случайно, что А. Зоммерфельд, также в геттингенском докладе, посвященном кинетической теории газов, пытается построить квантовую теорию газа по образцу теории твердого тела Дебая.

Доклад Зоммерфельда носил название «Проблемы длины свободного пробега». Первый раздел доклада как раз посвящен квантовой теории одноатомного газа. Вопрос о применении квантовой теории к идеальному одноатомному газу был поставлен в порядок дня. Его обсуждали в своих докладах и Планк, и Нернст. Применение квантовой теории к газу позволило Саккуру и Нернсту определить константу энтропии. Зоммерфельд примыкает к Планку и Нернсту в их попытках построить квантовую модель

газа. Здесь он опирается на метод Рэлея—Джинса в теории излучения, примененный Дебаем в теории теплоемкости твердого тела. Газ мыслится заключенным в кубический сосуд с ребром l , так что объем газа $v = l^3$. Число молекул газа в этом объеме N , число степеней свободы всей системы $3N$. Это число равно числу собственных колебаний системы. «Длина волны», соответствующая отдельному собственному колебанию частоты ν , $\lambda = \frac{c}{\nu}$. Да-

лее, через N' обозначается число собственных колебаний, длина волны которых лежит вне λ , и dN' — число собственных колебаний, длина волны которых лежит в области λ , $\lambda + d\lambda$. Газ рассматривается как континуум, каждое собственное колебание которого характеризуется тремя числами a, b, c , равными трем ребрам куба, заключенного между узловыми плоскостями. Основное колебание имеет длину волны $2l$ и

$$\lambda = \frac{2l}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}.$$

Тогда

$$N' = \frac{4\pi}{3} \frac{l^3}{\lambda^3} = \frac{4\pi}{3} \frac{v}{\lambda^3},$$

$$dN' = -\frac{4\pi v}{\lambda^4} d\lambda, \quad 3N = \frac{4\pi}{3} \frac{v}{\lambda_0^3},$$

где λ_0 — граница акустического спектра, определяемая тем, что соответствующее максимальное число N' равно числу степеней свободы $3N$. Все эти подсчеты совпадают с соответствующими величинами в теории Дебая, за исключением того, что здесь используется длина волны λ , а не частота ν , как в теории Дебая. Для скорости звука в этом континууме имеем формулу:

$$c^2 = c_0^2 + \frac{\alpha}{2} \bar{c}^2 = c_0^2 + \frac{\alpha U}{Nm}.$$

Здесь c_0 — часть, обусловленная взаимным расположением атомов (потенциальная энергия), U — кинетическая энергия молекул во всем объеме v . Для твердого тела $\alpha \ll c_0$

* Мы их называли выше (см. главу шестую) геттингенскими докладами.

и $c = c_0$. Для газа c_0 мало и $\alpha = \frac{10}{9} \cdot \frac{2}{3} \frac{C_p}{C_v}$, так что получается обычная формула для скорости звука в газе:

$$c = \sqrt{\frac{C_p}{C_v} \cdot \frac{p}{\rho}}.$$

Далее Зоммерфельд в соответствии с методом Планка вычисляет функцию распределения f элементов энергии $h\nu$ по резонаторам. Тогда энтропия газа

$$S = k \int_{N'=0}^{N'=3N} \{ (f+1) \log (f+1) - f \log f \} dN'.$$

Для наиболее вероятного распределения, соответствующего стационарному состоянию газа, Зоммерфельд находит

$$f = \frac{1}{\frac{2}{e} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{kT} - 1},$$

и энтропия

$$S = 3Nk \left\{ 4 \frac{T}{\Theta} \varphi^2 - \log (1 - e^{-\varphi}) \right\},$$

где

$$\varphi = \frac{2hc}{\lambda_0 kT}, \quad \Theta = \frac{18ah^2}{mk\lambda_0^2},$$

и граничная длина волны определяется равенством

$$4\pi\nu = 9N\lambda_0^3.$$

Далее доказывается, что

$$p = \frac{2}{3} \frac{U}{v}.$$

«Тем самым, — пишет Зоммерфельд, — из метода собственных колебаний мы находим характерную связь между давлением и плотностью энергии, которая является основной в кинетической теории газов, где она записывается в виде соотношений

$$p = \frac{1}{3} n m \overline{c^2}, \quad \frac{U}{v} = \frac{1}{2} n m \overline{c^2}$$

(n — число молекул в единице объема, $\overline{c^2}$ — средний квадрат скорости). Поэтому в качестве первого результата мы имеем: метод собст-

венных колебаний эквивалентен кинетическому методу. Именно он дает то же самое соотношение между давлением и энергией, которое вытекает из кинетического представления этих величин (давление — импульс поступательного движения, энергия — кинетическая энергия)».

Далее для высоких температур получается ($T \gg \Theta$)

$$U = \frac{3}{2} NkT \left(1 - \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3\Theta}{T}} \right)$$

и уравнение состояния

$$pv = NkT \left(1 - \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3\Theta}{T}} \right),$$

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} Nk \left(1 - \frac{1}{16} \sqrt{\frac{3\Theta}{T}} \right).$$

Отсюда в первом приближении

$$C_v = \frac{3}{2} R,$$

где $R = Nk$. Таким образом, «метод собственных колебаний дает автоматически, до известной степени без нашего участия, правильное выражение $\frac{3}{2} R$ для теплоемкости, совпадающее со значением, даваемым законом Дюлонга и Пти для твердого тела». Для аддитивной константы энтропии этот метод дает то же значение, какое дает квантовая теория

$$S_0 = R \log \left[\frac{4\pi e^4 m^{3/2} k^{3/2}}{9(6a)^{3/2} N h^3} \right].$$

Для низких температур

$$S = 12a^{2/5} Nk \left(\frac{T}{\Theta} \right)^{3/2}.$$

Таким образом, и для газов энтропия при абсолютном нуле обращается в нуль — в соответствии с новой формулировкой тепловой теоремы Нернста, если абсолютный нуль может быть достигнут при постоянном Θ без конденсации.

Значение, данное Саккуром для постоянной энтропии,

$$S_0 = R \log \frac{(2\pi m k)^{3/2}}{N h^3}.$$

Оно отличается от данного выше на

$$\Delta S_0 = R \log \frac{e^{5/2}}{20 \sqrt{30\pi}} = -2,7R.$$

Таким образом, формула Зоммерфельда не дает числового согласия с формулой Саккура. Однако Зоммерфельд указывает, что его формула зависит от известных величин k , h , m совершенно так же, как формула Саккура, и, следовательно, дает такую же универсальную зависимость между элементарной областью вероятности g и h^3 , какую постулирует Планк в своем докладе.

Зоммерфельд рассматривает далее уточнения своей теории, если принять во внимание нулевую энергию. Оказывается, что при этом различии в константах энтропии разность между его формулой и формулой Саккура ΔS_0 не уменьшается, а увеличивается. Другой способ улучшения теории Зоммерфельд видит в том, чтобы ввести в расчет *длину свободного пробега* или *среднее время* между соударениями. Если сравнить путь молекул с колебательным процессом, чтобы иметь возможность применить правило квантования Планка, то это среднее время должно играть приблизительно такую же роль, как половина периода. Другой метод введения квантовых представлений в теорию газов опирается на соотношение Зоммерфельда между величиной передаваемой энергии и временем ее передачи. И этот способ введения квантов будет также учитывать длину свободного пробега. Однако мы не будем больше останавливаться на попытках построения квантовой теории газов: они не привели к успеху и не решили всех проблем, в частности проблемы вырождения газа. Нужна была новая статистика, которая и была создана через десять лет после публикации доклада Зоммерфельда. Сам доклад представлял любопытную попытку применить методы, приведшие к успеху в теории твердого тела, к га-

зам. Именно поэтому он и был рассмотрен нами в главе о физике твердого тела.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

Переходим теперь к рассмотрению электрических свойств твердого тела. Из этой области наибольшее развитие получила теория электропроводности металлов.

Уже в 1898 г. Э. Рикке предположил, что молекулы металла частично диссоциированы и в пространстве между молекулами имеются положительно и отрицательно заряженные частички. Поведение этих частиц определяется законами кинетической теории газов, однако плотность их настолько мала, что в расчет принимаются только их столкновения с молекулами металла, но не столкновения их между собой. Ток представляет упорядоченный поток этих частиц: положительно заряженных по направлению поля, отрицательно заряженных против поля. Существованием таких частиц Рикке объяснял и контактную разность потенциалов.

Рикке пытался выяснить, происходит ли перенос вещества в металлах током, обусловленным движением этих частиц. С этой целью он пропускал довольно сильный ток (около 10 ампер) в течение нескольких лет через цепь, составленную из кусков золота и серебра, плотно прилегающих друг к другу. Он не обнаружил никакого проникновения атомов золота в серебро и наоборот. Таким образом, носители электрического тока в металле являются не ионами, как в электролитах, а частицами, не связанными с массами обычных атомов.

В 1900 г. теорию электропроводности металлов развил Пауль Друде. Друде принимает, что электропроводность металлов обусловлена наличием свободных электронов. Однако наряду с отрицательными электронами он допускает и наличие положительных электронов, причем ток создается совместным

направленным движением электронов обоого рода в противоположных направлениях. Друде применяет к электронам выводы классической теории газов (электронный газ) и принимает, что вследствие взаимных столкновений электронов между собой они в среднем получают одинаковую кинетическую энергию, пропорциональную абсолютной температуре

$$\frac{mv^2}{2} = \alpha T, \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{3}{2} \frac{R}{N}.$$

На это движение под действием электрического поля напряженностью E накладывается упорядоченное движение со скоростью v , в результате чего создается ток плотностью $j = nev$, при этом $v = \frac{1}{2} \bar{f} t$, где $\bar{f}$ — ускорение электрона, равное $\bar{f} = \frac{eE}{m}$, а t — время пробега электрона от столкновения до столкновения, равное $t = \frac{\lambda}{u}$, где λ — длина свободного пробега. Подставляя для t значение $t = \frac{2\alpha T}{u^2}$, получаем для плотности тока

$$j = \frac{e^2 \lambda n}{4\alpha T} E,$$

т. е. закон Ома: $j = kE$, где коэффициент электропроводности

$$k = \frac{1}{4\alpha T} e^2 \lambda n.$$

Отсюда Друде находит соотношение между теплопроводностью K и электропроводностью k :

$$\frac{K}{k} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 T.$$

Таким образом, при постоянной температуре теплопроводность и электропроводность металла пропорциональны друг другу. Этот закон был установлен экспериментально в 1853 г. Г. Видеманом и Р. Францем и носит название закона Видемана—Франца. Теория Друде объяснила этот закон теоретически. В том же, 1900 г., когда Друде выступил с своей теорией

электропроводности, Д. Д. Томсон на Международном конгрессе физиков в Париже излагал свою теорию этого предмета. Собственно говоря, Томсон развил две теории: одну почти целиком совпадающую с теорией Друде, теорию электронного газа, и другую, которую можно назвать поляризационной. Отличие первой теории Томсона от теории Друде заключается, прежде всего, в том, что Томсон рассматривает только один род носителей — отрицательно заряженные корпускулы, т. е. электроны. Другое отличие состоит в том, что в формулы Томсона входит коэффициент β . Этот коэффициент учитывает остаточное влияние электрического поля на корпускулу в момент ее столкновения. Поэтому средняя скорость корпускулы, приобретаемая под действием электрического поля, будет не $\frac{1}{2} \frac{eE}{m} t$, как у Друде, а $\frac{1}{2} \beta \frac{X e}{m} t$, где X — обозначение Томсона для напряженности электрического поля. Коэффициент β у Томсона несколько больше 1. Однако для практических расчетов Томсон полагает его равным 1 и, таким образом, например, получает такую же форму закона Видемана—Франца, как и у Друде.

С помощью представления о свободных электронах Томсон получает объяснение термоэлектрических явлений (явления Пельтье и Томсона), а также явления Холла. Но в последнем случае встречается одно затруднение: явление Холла в различных веществах имеет разный знак. Друде обходил это затруднение, предполагая существование двух родов носителей тока: отрицательных и положительных. В зависимости от природы вещества в нем может преобладать либо ток отрицательного, либо ток положительного электричества (прообраз современной электронной и «дырочной» проводимости). Однако Томсон, принимая за носителей тока только отрицательно заряженные корпускулы, отклоняет эту теорию. Причину

различия эффекта Холла он усматривает в неодинаковости действия магнитного поля на корпускулы во время их свободного движения и во время их столкновения. Последнее действие в зависимости от природы молекул может совпадать с действием на корпускулу при свободном движении, а может быть и прямо противоположным. Вместе с тем Томсон указывает, что применить образы кинетической теории газов к металлам следует с большой осторожностью; строение куска металла резко отличается от строения газов. «Кусок металла, по-видимому, представляет собой агрегат большого числа маленьких кристаллов», — пишет Томсон.

Томсон останавливается также и на теории теплового излучения электронами, движущимися в металле. Эта теория была предложена Лоренцем и о ней говорилось в шестой главе.

По второй теории Томсона проводимость обусловлена переходом корпускулы вдоль цепочки поляризованных атомов от одного атома к другому. По этой теории отношение теплопроводности к электропроводности равно

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{b\alpha^2}{e^2} \frac{\vartheta}{d},$$

где ϑ — абсолютная температура, d — длина оси поляризованного атома (диполя), b — расстояние между диполями. Для плотно расположенных диполей $d \propto b$ и это отношение равно $\frac{3}{2} \cdot \frac{\alpha^2 \vartheta}{e^2}$, в то время

как по первой теории оно равно $\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha^2 \vartheta}{e^2}$, т. е. отношение обоих величин равно 9/8. Томсон считает, что этот результат не хуже прежнего. Такой же результат получается и для лучистой энергии. Поэтому Томсон полагает, что «при современном состоянии наших знаний мы не можем сказать, какая из этих теорий лучше согласуется с фактами».

В 1903 г. Г. А. Лоренц опубликовал статью «Об испускании и по-

глощении металлами тепловых лучей больших длин волн», на результаты которой и ссылается Д. Д. Томсон в своей теории проводимости в 1906 г. в книге «Корпускулярная теория материи». Выше мы приводили этот результат, который является не чем иным, как законом Рэлея—Джинса. В этой статье Лоренц исходит из теории проводимости Рикке—Друде и опытов Гагена и Рубенса 1903 г. по отражательной способности металлов для лучей длин волн более 8 μ . Из этих опытов следует, что поведение металлов при отражении таких волн определяется только их проводимостью. Лоренц кратко излагает суть теории Друде и приводит его выражение для электропроводности, на которое он и опирается в последующих расчетах излучательной и поглощательной способности металлов. В 1905 г. Лоренц развивает дальше кинетическую теорию электропроводности, предполагая, что распределение тепловых скоростей электронов подчиняется закону Максвелла. Он получает при этом выражение для коэффициента электропроводности в виде

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \cdot \frac{INe^2u}{\alpha T},$$

где N — число электронов в единице объема, u — скорость теплового движения, l — длина свободного пробега, тогда как эта же величина по Друде будет

$$\sigma = \frac{1}{4} \cdot \frac{INe^2u}{\alpha T}.$$

Закон Видемана—Франца в теории Лоренца имеет вид

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{8}{9} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 \cdot T,$$

тогда как у Друде

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 \cdot T.$$

Лоренц так же, как и Томсон, прилагает свою теорию к термоэлектрическим явлениям, объясняя и явление Пельтье, и явление Томсона.

Камнем преткновения для теории свободных электронов в металле было явление Холла, которое, как кажется, говорит в пользу гипотезы двух родов носителей тока. 17 апреля 1906 г. Лоренц прочитал лекцию «О положительных и отрицательных электронах» в Американском философском обществе в Филадельфии, основанном Б. Франклином. Разбирая гипотезу двух родов электричества, Лоренц приходит к выводу, что она противоречит второму закону термодинамики и, следовательно, электрический ток в металле обусловлен движением частиц одного рода, отрицательно заряженных электронов. Свою лекцию Лоренц заканчивает следующими словами: «Поскольку эффект Холла на первый взгляд кажется очень сильно благоприятствующим теории двух флюидов, мы должны исследовать, не может ли он быть объяснен движением только отрицательных электронов. Если мы преуспеем в этом, проникнув возможно глубже в механизм явления... то мы после всего придем к системе объяснения, значительно напоминающей франклинову унитарную теорию электричества».

Однако теория свободных электронов наталкивалась на серьезные трудности. Она приводила к закону Рэлея—Джинса для теплового излучения электромагнитных волн, возникающих при столкновениях электричества, не объясняла отсутствия вклада электронов в теплоемкость металла. Наконец, улучшение теории Друде Лоренцем привело к ухудшению соответствия теории и опыта: константа Видемана—Франца в теории Лоренца хуже соответствует опыту, чем константа Друде. К этим затруднениям прибавилось еще одно.

10 июля 1908 г. в Лейденской лаборатории низких температур Хейке Каммерлинг-Оннес, завершая длительный период поисков методов сжижения «постоянных» газов, обратил в жидкость гелий, последний оставшийся после



Х. Каммерлинг-Оннес в своей лаборатории.

сжижения водорода «постоянный газ». Трудность обращения гелия в жидкость состояла в том, что у гелия была очень низкая температура инверсии. Если для водорода эта температура -80°C , то для гелия она составляла -240° . Между тем, для того чтобы использовать эффект Джоуля—Томсона для охлаждения газа, он должен расширяться при температуре ниже точки инверсии. Поэтому гелий должен был предварительно охлажден жидким водородом и потом уже расширяться через дроссельный вентиль.

Гелиевый ожижитель Каммерлинг-Оннеса показан на рисунке. Жидкий водород непрерывно переливается сифоном из градуированного сосуда *Ga*. Гелий подавался компрессором под давлением 100 атмосфер и последовательно

- 1) проходил через водяной охладитель и масляный отстойник *Ca*;
- 2) проходил через трубки *Db* и *Da*, где он охлаждается возвратными потоками водорода и гелия;
- 3) освобождался от последних остатков воздуха в трубке *Cb*, заполненной древесным углем, охлажденным жидким воздухом;

4) проходил через трубки B_3 , B_2 и B , охлаждавшиеся соответственно жидким воздухом, парами водорода и жидким водородом;

5) проходил через четырехходовую спираль A к дроссельному вентиллю M_1M_2 . Образовавшийся жидкий гелий собирался в дьюаровом сосуде E_a , а газообразный возвращался обратно в компрессор.

N_1 , N_2 , N_3 , N_4 — водородные термометры, Th_1 , Th_2 , Th_3 , Th_4 , Th_5 — гелиевые термометры.

Каммерлинг-Оннес получил с этим аппаратом при первом опыте 60 кубических сантиметров жидкого гелия.

В 1911 г., продолжая опыты с жидким гелием, Каммерлинг-Оннес опускал в ванну с жидким гелием ртутный проводничок. При температуре 4°K сопротивление проводничка составляло 0,04 ом. При 3°K сопротивление падало скачком до $3 \cdot 10^{-8}$ ом. В дальнейшем выяснилось, что сопротивление при температуре ниже точки перехода не превышает 10^{-11} начального сопротивления. Каммерлинг-Оннес пришел к выводу, что «ртуть переходит в новое состояние, которое вследствие его необычных электрических свойств может быть названо сверхпроводящим состоянием» (1913).

Явление сверхпроводимости поставило теорию электронного газа перед чрезвычайными трудностями. Вии в 1913 г. пришел к выводу, что «электронная теория металла должна быть построена на существенно новой основе». Он предположил, что скорость свободных электронов совершенно не зависит от температуры. При правильной кристаллической решетке ее проводимость должна быть бесконечной, что соответствует опытам Каммерлинг-Оннеса. Тепловые колебания атомов нарушают эту правильность и сопротивление становится конечным. Столкновение электронов с атомами вещества производит поглощение или излучение кванта энергии. Рассчи-

тывая сопротивление металла, Вин приходит к формуле

$$\varrho = C \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{x dx}{e^x - 1},$$

где $k\theta = h\nu_{\max}$.

Д. Д. Томсон также пришел к выводу, что теория электронного газа вообще несостоятельна, и противопоставил ей свою теорию электрических дублетов. Под действием электрического поля происходит поляризация атомов, и дублет приобретает потенциальную энергию — $xed \cos \theta$, где d — расстояние между зарядами диполя, а θ — угол, образованный его осью с направлением поля. Корпускула «перепрыгивает» от одного атома к другому против направления поля, что приводит к появлению тока. Вычисляя среднее значение $\cos \theta$, можно получить плотность тока и электропроводность. При абсолютном нуле все дублеты располагаются по направлению поля («насыщение»). Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние существует, по Томсону, только в том случае, если удельное сопротивление металла при обычной температуре больше $1/273$. Сопротивление металла, по Томсону, пропорционально его тепловой энергии.

За год до публикации теории Томсона был опубликован в неоднократно упоминавшихся нами геттингенских докладах по теории материи и электричества доклад Г. А. Лоренца «Применение кинетической теории к движению электронов». Упомянув о теориях электропроводности Рикке, Друде и своей, в которых использовалось представление о свободных электронах со средней энергией $3/2 kT$, и об их успехах, Лоренц продолжал:

«Но постепенно им (т. е. этим теориям) стали противостоять значительные трудности, которые стимулировали предложение радикальных изменений. В недавно опубликованной работе (Лоренц имеет в виду появившуюся в 1913 г. работу

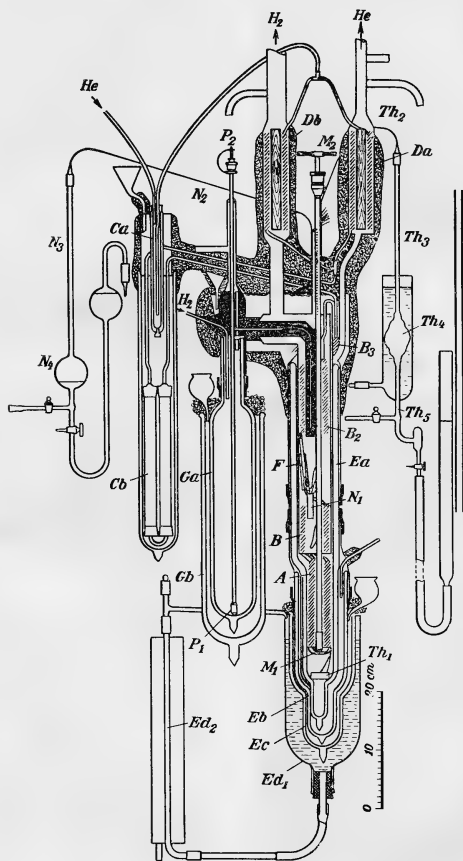


Схема аппарата для сжижения гелия Каммерлинг-Оннеса.

Вина «К теории электрической проводимости в металлах») Вин идет даже так далеко, что полностью отказывается от представления о собственном тепловом движении, поскольку он приписывает электронам только скорость, не зависящую от температуры.» Вин исходил из того факта, что теория электронного газа приводит к неверному закону Рэлея для теплового излучения. В связи с этим Лоренц замечает, что тепловое излучение возникает в процессе изменения скорости электрона при столкновении с атомами металла. Но механизм столкновения электрона с атомом еще неясен, и Лоренц выражает надежду, «что квантовой теории, коль скоро она введет подходящие представления для механизма столкновения, когда-нибудь удастся добиться удовлетворительного объяснения теплового излучения».

Вместе с тем Лоренц приводит аргументы в пользу гипотезы о свободных электронах в металле, скорость которых зависит от температуры. Так, он указывает, что анализ поведения электрона в поле черного излучения, сделанный им на Сольвеевском конгрессе 1911 г. и Фоккером в диссертации 1913 г., показывает, что средняя кинетическая энергия электрона в этом поле действительно пропорциональна температуре, хотя коэффициент пропорциональности получается меньше $\frac{3}{2}$ примерно в 24 раза. Он ссылается также на опыты Ричардсона по определению кинетической теории электронов, испускаемых нагретыми металлами, которые показывают, что находящиеся внутри металла свободные электроны обладают в среднем кинетической энергией $\frac{3}{2} kT$. Тем самым доказывалось, что электроны в металле участвуют в тепловом движении. Вместе с тем значение теплоемкости металла при обычных температурах указывает на незначительность вклада электронов в эту теплоемкость. Поэтому Лоренц предполагает, что число свободных электронов в металле

очень незначительно по сравнению с числом атомов. Остальные электроны следует считать неподвижными или, во всяком случае, обладающими кинетической энергией, значительно меньшей, чем $\frac{3}{2} kT$. Далее, Лоренц, ссылаясь на свою работу «О положительных и отрицательных электронах» (см. выше), указывает, что предположение о нескольких видах носителей тока противоречит второму закону термодинамики и что носителями тока являются только электроны. Он рассматривает затем механизм столкновения электронов с атомами. При этом он делает важное предположение, что электрон после столкновения покидает атом с той же скоростью, какой он обладал до столкновения. Направление же скорости остается совершенно неопределенным. Вполне возможно, что электрон при столкновении застревает в атоме, а взамен его атом испускает другой электрон с той же скоростью. Эта картина взаимодействия электронов с атомами напоминает позднейшие представления о столкновениях частиц с ядрами атомов.

Неопределенность направления скорости электронов после соударения приводит к тому, что в отличие от прежних теорий соотношение между теплопроводностью и электропроводностью металлов и зависимости этих величин от различных обстоятельств не могут быть указаны. Однако термоэлектрические величины должны удовлетворять соотношениям, выведенным из второго закона термодинамики. Лоренц исследует термоэлектрическую цепь сначала термодинамически, а затем прилагает к ней статистику Максвелла—Больцмана. При этом он приходит к выводу, что термодинамически полученное соотношение совпадает с соотношениями, выведенными из кинетической теории только в том случае, если для стационарного состояния справедлив закон распределения Максвелла. Вместе с тем для получения определенных значений характеристик ме-

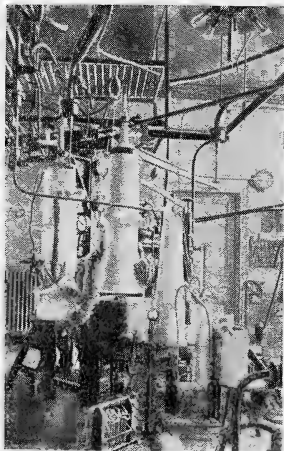
талла, в частности коэффициента электропроводности, необходимы определенные допущения о механизме столкновения. Если воздержаться от таких допущений, то нельзя вывести и закон Видемана—Франца. Лоренц указывает, что посредством исследования соответствующих частных случаев можно даже показать, что этот закон вообще не справедлив и его следует рассматривать как приближенное правило.

Свою статью Лоренц заканчивает любопытным примером. Он рассматривает электростатическую задачу о поле, создаваемом точечным зарядом, помещенным перед бесконечной проводящей плоскостью. Как известно, это поле совпадает с полем, произведенным данным зарядом и его «электрическим изображением» в плоскости. Заряд этого изображения распределен по плоскости с плотностью, убывающей обратно пропорционально третьей степени расстояния от центра. Но как будет выглядеть это распределение, если перед плоскостью помещен положительный заряд, равный элементарному заряду e ? Лоренц указывает, что индуцированный отрицательный электрон будет быстро менять свое положение на плоскости и его распределение в среднем будет совпадать с распределением, даваемым электростатикой. Наблюдению доступно только это распределение. Это статистическое «распределение» электрона на поверхности было предшественником будущих статистических закономерностей квантовой механики.

Участвовавший в геттингенской дискуссии сотрудник Каммерлинг-Оннеса Виллем Гендрик Кеезом выступил с сообщением «О применении квантовой теории к теории свободных электронов в металле». Кеезом замечает, что квантовая теория может быть применена к свободным электронам в металлах таким же образом, как она была применена Тетроде и Ленцем к идеальному газу, если ввести дополни-

тельно нулевую энергию. Поскольку в системе свободных электронов частоты, соответствующие скоростям электронов, значительно выше, чем частоты, появляющиеся для идеальных газов, следствия, получающиеся для идеальных газов при крайне низких температурах, будут применимы для электронов при экспериментально достигаемых температурах. Для высоких температур энергия свободных электронов совпадает с даваемой теорией Друде—Лоренца, но для низких температур энергия и, следовательно, средняя скорость приближаются к конечному постоянному значению, что соответствует предположению Вина в его теории электропроводности. Тем самым устраняются затруднения с теплоемкостью и нет необходимости принимать малое число свободных электронов. Число свободных элект-

Аппарат для сжижения гелия в лаборатории Каммерлинг-Оннеса в Лейдене.





П. Ланжевэн.

ронов при низких температурах приближается к постоянному значению, как это принимает Вин в своей теории. Таким образом, применение квантовой теории, по Кеезому, дает результаты, согласующиеся при низких температурах с теорией Вина. В 1915 г. Лоренц, суммируя кратко положения электронной теории металлов, заключал: «Впрочем, в области, которой мы кратко коснулись, имеется еще много нерешенных проблем, из которых некоторые представляют значительные трудности, поскольку, как вообще должно быть признано, физические теории до настоящего времени проникли в сущность материи еще очень поверхностно».

Однако это проникновение в сущность материи уже началось и многие результаты электронной теории проводимости были только незначительно модифицированы квантовой теорией металлов, что, конечно, не означает недооценки глубокого принципиального значения изменений, внесенных в теорию проводимости квантовой теорией. На эту теорию, как мы видели, возлагал надежды и Лоренц.

МАГНЕТИЗМ

Электронная теория не только вывела законы постоянного тока из состояния чисто эмпирических фактов, но и дала возможность теоретического объяснения явлений магнетизма, в которых длительное время господствовала чистая эмпирия. Эренфест отмечал, что электронная теория превратила «безнадежно хаотическую» область ферромагнетизма в область «истинной» физики.

Начало проникновения электронной теории в магнетизм было положено статьей Поля Ланжевэна «Магнетизм и теория электронов», опубликованной в 1905 г. Однако у Ланжевэна были предшественники, о которых он сам упоминает в своей статье, и мы должны вкратце рассмотреть попытки построения теории магнитных явлений до Ланжевэна.

Прежде всего, мы должны упомянуть теорию элементарных магнитов В. Вебера, разработанную в 1864 г. Вебер принимает, что частицы железа или другого ферромагнитного вещества представляют собой магнитики с магнитным моментом m , оси которых ориентированы в ненамагниченном состоянии беспорядочным образом. Под действием поля напряженностью H оси магнитиков будут поворачиваться, однако при этом они подвергаются действию молекулярной направляющей силы D , которая стремится уменьшить угол поворота α . Условие равновесия обеих сил, действующих на магнит, имеет вид:

$$mD \sin \beta = mD \sin (\alpha - \varphi) = \\ = mX \sin \varphi,$$

где α — угол, образованный первоначальным направлением оси магнитного поля, β — угол, на который поворачивается ось магнита под действием поля, $\varphi = \beta - \alpha$ — угол, образованный новым положением магнита с направлением магнитного поля. Отсюда вычислением получаем для результирующего магнит-

ного момента единицы объема магнетика I из выражения

$$I = \int_0^{\pi} \frac{mn}{2} \cos \varphi \sin \alpha \, d\alpha,$$

где n — число магнитов в единице объема. Для $X < D$ значение

$$I = \frac{2}{3} M \frac{X}{D},$$

и для $X > D$

$$I = M \left(1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{D^2}{X^2} \right),$$

где $M = nm$ — магнитный момент единицы объема при полном насыщении. Отсюда следует, что интенсивность намагничивания I растет пропорционально магнитной силе до тех пор, пока последняя не достигает значения D , и при дальнейшем возрастании магнитной силы стремится к постоянному значению насыщения: $I_0 = M$. Однако на опыте этой пропорциональности для малых значений поля в ферромагнетиках нет. Кроме того, как было выяснено исследованиями Варбурга (1886), Гопкинсона (1885) и Юинга (1885), на опыте наблюдается остаточное намагничивание и при циклическом изменении напряженности магнитного поля кривая намагничивания будет замкнутой (петля гистерезиса). Эти факты теорией Вебера не объясняются. Юинг, который ввел в науку термин «гистерезис», видоизменил теорию Вебера, допустив взаимодействие между отдельными элементарными магнитами, благодаря которому они располагаются определенными группами. Такие группы устойчивы, если только внешнее магнитное поле не превосходит некоторой определенной величины. При увеличении поля выше значения этой величины получается новое расположение групп. При дальнейшем увеличении поля группы приходят в неустойчивое равновесие и новое, даже незначительное увеличение поля приводит к тому, что оси всех магнитов становятся параллельными между собой и почти параллельными полю.

Наконец, при дальнейшем увеличении поля оси магнитов становятся параллельными полю, достигается магнитное насыщение. При уменьшении поля магниты в группах сохраняют свою ориентацию и лишь несколько поворачиваются благодаря взаимному влиянию. Ориентировка магнитов в отдельных группах сохраняется и при уменьшении внешнего поля до нуля, что приводит к остаточному намагничиванию. Юинг иллюстрировал свою теорию опытами с системами магнитных стрелок. При этом обнаружилось, что в отсутствие поля стрелки располагаются отдельными группами. Подвергая эти группы действию магнитного поля, Юинг наблюдал изменение ориентации магнитов в отдельных группах вплоть до полного насыщения, когда все стрелки были параллельны друг другу и внешнему полю.

Юинг изложил свою теорию в 1890 г. Его идея внутреннего взаимодействия между магнетиками получила в дальнейшем развитие во взглядах Вейсса, а впоследствии было получено непосредственное доказательство существования в ферромагнетиках отдельных областей намагничивания — доменов.

В 1894—1895 гг. исследованием слабо магнитных тел (диамагнетиков и парамагнетиков) занимался Пьер Кюри. Исследуя силы, действующие на слабо магнитные тела в неоднородном поле, он установил следующие законы:

1. Удельная восприимчивость диамагнитных тел не зависит от температуры.

2. Очень часто она не зависит от агрегатного состояния тела.

3. Массовая восприимчивость парамагнитных тел обратно пропорциональна абсолютной температуре

$$\chi = \frac{C}{T}.$$

Постоянная C называется «постоянной Кюри».

Исключение из первого закона Кюри составляет висмут, диамаг-



П. Кюри.

нитная восприимчивость которого уменьшается почти линейно с увеличением температуры. Д. Д. Томсон в 1900 г. предположил, что диамагнетизм висмута обусловлен наличием свободных электронов (корпускул), сообщающих ему электропроводность. Внешнее магнитное поле искривляет их пути свободного пробега и тем самым сообщает висмуту диамагнетизм. Э. Шредингер в 1912 г. обработал математически эту идею и показал, что свободные электроны могут быть причиной диамагнетизма. Диамагнитная восприимчивость, обусловленная свободными электронами, по Шредингеру, пропорциональна $N\lambda^2$, где N — число свободных электронов в единице объема металла, λ — длина свободного пробега электрона. Величина $N\lambda^2$ зависит от температуры и в такой же степени зависит от температуры магнитная восприимчивость. В квантовой теории диамагнетизм свободных электронов был вычислен Л. Д. Ландау (диамагнетизм Ландау).

Эффект Зеемана с точки зрения электронной теории объяснялся орбитальным движением электронов.

Электронная орбита явилась реализацией амперовых молекулярных токов. Таким образом, получалась реальная возможность объяснить магнитные свойства веществ с помощью представления об электронных орбитах. Эту возможность рассматривали в 1902 г. В. Фогт и в 1903 г. Д. Д. Томсон. Оба независимо друг от друга пришли к выводу, что «гипотеза об электронах, движущихся *без торможения*, не может дать никакого представления об явлениях *постоянного* магнетизма или диамагнетизма».

«Я хотел бы, — пишет в связи с этим Ланжевен, — *показать здесь, каким образом, вопреки мнению Томсона и Фогта, я считаю возможным посредством электронной гипотезы уточнить идеи Ампера и Вебера, найти для пара- и диамагнетизма требуемые совершенно различные объяснения и, наконец, осветить с этой точки зрения вопрос о магнитной энергии в целом*». Основные результаты своего исследования магнитных свойств вещества Ланжевен изложил в докладе «Физика электронов», который он сделал 22 сентября 1904 г. на конгрессе в Сен-Луи.

Прежде всего, он установил, что внутримолекулярный ток, обусловленный движением электронов, эквивалентен магниту с магнитным моментом $M = \frac{eS}{\tau}$, где S — площадь, охватываемая электронной орбитой, τ — период обращения электрона. «Подобный молекулярный ток, — говорил Ланжевен в своем докладе, — соответствовал бы каждому из электронов, находящихся в молекуле, и результирующий из него магнитный момент мог бы быть равным нулю или отличающимся от нуля, в зависимости от степени симметрии молекулярного здания».

Диамагнетизм Ланжевен объясняет следующим образом: «Если на поле группы таких молекул наложить внешнее магнитное поле, то все молекулярные токи подвергнут-

ся изменению, независящему от того способа, каким произведено это наложение, — только ли установлением дополнительного поля или же смещением молекул в ранее установленном магнитном поле. Направление этого изменения, произведенного в молекулярном токе благодаря индукции, всегда соответствует диамагнетизму, причем приращение магнитного момента M будет

$$\Delta M = -\frac{Ne^2}{4\pi m} S$$

для случая кругового тока, где H — слагающая магнитного поля, нормальная к плоскости орбиты, а m — масса электрона». Этот диамагнитный эффект существует всегда, но в парамагнетиках маскируется более сильным действием, обусловленным результирующим магнитным моментом молекул. Поскольку диамагнетизм является внутриатомным свойством, диамагнитная постоянная, как этого требует закон Кюри, не зависит или очень мало зависит от температуры. Для круговых орбит, средний квадратичный радиус которых равен r_1 , Ланжевен находит

$$\overline{r^2} = \frac{r_1^2}{3}$$

и соответственно коэффициент магнитной восприимчивости

$$\chi = \frac{q}{12} \left(\frac{e}{m} \right)^2 r_1^2,$$

где $q = Ne$. Однако в расчет Ланжевена вкралась ошибка. На самом деле, $\overline{r^2} = \frac{2}{3} r_1^2$ и $\chi = \frac{q}{6} \left(\frac{e}{m} \right)^2 r_1^2$. Ланжевен оценивает величину r_1 неравенством $2 \cdot 10^{-10} < r_1 < 10^{-8}$ и этими малыми размерами r_1 объясняет малую величину диамагнитного эффекта. Ланжевен подчеркивает, что если нет взаимных соударений молекул, то «даже если молекула обладает результирующим моментом, не проявляется ничего, кроме явления диамагнетизма... Первоначальный эффект при создании внешнего магнитного поля состоит во всех случаях в диамагнит-

ной поляризации вещества». Ланжевен связывает с диамагнетизмом эффект Зеемана. «Наконец, я настаиваю на том, что явление Зеемана представляет собой один из видов диамагнитного процесса», — писал он. При этом он считает орбиты электронов круговыми, не деформируемыми и имеющими сопротивление, равное нулю. Эти орбиты Ланжевена — предшественники боровских стационарных орбит. Парамагнетизм обусловлен наличием в молекулах магнитного момента. Ланжевен рассматривает газообразный парамагнетик, например кислород, и исследует, «какова будет намагниченность под влиянием ориентации молекул, вызванной полем H ». Применяя к поведению молекул в магнитном поле статистическое распределение Больцмана, Ланжевен находит для результирующего магнитного момента I единицы объема (интенсивность намагниченности) известное выражение

$$I = MN \left(\frac{\chi a}{\sinh a} - \frac{1}{a} \right),$$

где M — магнитный момент молекулы, N — число молекул в единице объема,

$$a = \frac{MH}{kT}$$

(Ланжевен вместо k употребляет обозначение r). Для малых полей H , используя разложение в ряд гиперболических функций, получаем

$$I = \frac{MN}{3} a = \frac{M^2 N}{3kT} H.$$

Отсюда коэффициент магнитной восприимчивости

$$\alpha = \frac{M^2 N}{3kT}$$

оказывается обратно пропорциональным абсолютной температуре, как того требует закон Кюри. При насыщении

$$I_0 = MN$$

и магнитная восприимчивость

$$\alpha = \frac{M^2 N}{3kT} = \frac{I_0^2}{3p}.$$

По данным Кюри, для нормального давления $p = 10^6$ и 0°C , $\alpha = 1, 43 \cdot 10^{-7}$ и $I_0 = 0,05$. Для жидкого кислорода, плотность которого в 500 раз больше газообразного, $I_0 > 325$, что объясняет сильный магнетизм жидкого кислорода.

Теория Ланжевена проложила путь к пониманию сложных явлений магнетизма. Она впервые использовала в качестве рабочей гипотезы идею стационарных электронных орбит, сыгравшую такую важную роль в истории атомной физики. Наконец, она в необычайной степени стимулировала развитие теории магнетизма. Пример Ланжевена вдохновил на поиски теоретических основ ферромагнетизма. Через два года после появления работы Ланжевена Пьер Вейсс положил начало теории ферромагнитных явлений.

Вейсс исходил из аналогии парамагнитных явлений с явлениями в идеальных газах. «Кинетическая теория Ланжевена, — писал он в 1911 г., — является для парамагнетизма тем же, что теория Даниила Бернулли для сжимаемости газа». Но теория реальных газов ван дер Ваальса в отличие от теории идеальных газов вводит взаимодействие молекул, «результатом которого является внутреннее давление в жидкостях и газах». «Аналогичным образом я ввел молекулярное поле, добавляемое к внешнему полю, которое с помощью законов парамагнетизма объясняет сильное намагничивание ферромагнитных тел».

«Я принимаю, — пишет далее Вейсс, — что действие совокупности молекул на одну из них эквивалентно однородному магнитному полю, интенсивность которого пропорциональна намагничиванию и которое направлено так же, как оно».

Вейсс указывает, что такое уподобление молекулярного действия магнитному полю вводится только для удобства. Природа молекулярных сил совершенно неопределенная, и Вейсс полагает, что эти силы

не являются магнитными. Итак молекулярное поле Вейсса пропорционально намагничиванию:

$$H_m = NI.$$

Если ввести вместо I намагничивание грамм-молекулы σ_m , то

$$H_m = N \frac{D}{m} \sigma_m,$$

где D — плотность вещества, m — его молекулярный вес. Полное поле складывается из внешнего поля H_e и внутреннего молекулярного поля H_m : $H = H_e + H_m$. Параметр Ланжевена

$$a = \frac{\sigma_m H}{RT}$$

(его значение берется для грамм-молекулы) определяется всем полем. В отсутствие внешнего поля

$$a = \frac{\sigma_m H_m}{RT} = \frac{\sigma_m ND}{mRT} \sigma_m.$$

На графике Ланжевена, на котором нанесено значение $\frac{\sigma_m}{\sigma_m_0}$ в зависимости от a , это соотношение изображается прямой линией. Точка пересечения этой прямой с кривой Ланжевена

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_m_0} = \coth a - \frac{1}{a}$$

соответствует намагничиванию в отсутствие внешнего поля — спонтанному намагничиванию.

Чтобы совместить идею спонтанного намагничивания с нейтральным состоянием ферромагнетика в отсутствие поля, Вейсс предполагает, что ферромагнетик состоит из множества небольших областей спонтанного намагничивания, направления намагничивания которых распределены хаотически, что обеспечивает нейтральность ферромагнетиков в целом. Поэтому роль внешнего поля заключается не в создании намагничивания, а в ориентации областей спонтанного намагничивания по направлению поля. Таким образом, при данной температуре спонтанное намагничивание совпадает с интенсивностью насыщения. При возрас-

тании температуры прямая становится более крутой и намагничивание не убывает. При некоторой температуре Θ прямая соприкасается с кривой Ланжевена и интенсивность спонтанного намагничивания становится равной нулю. Для этой температуры П. Вейсс и Каммерлинг-Оннес ввели в 1910 г. название «точка Кюри». Для определения точки Кюри Θ используется соотношение

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \frac{a}{3}.$$

Когда T стремится к Θ , $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}}$ и a одновременно стремятся к 0. Отсюда

$$\Theta = \frac{\sigma_{m_0}^2 \cdot N \cdot D}{3mR}.$$

Константа Кюри

$$c_m = \chi_m I = \frac{\sigma_{m_0}^2}{3R}$$

и

$$\Theta = \frac{C_m}{m} ND.$$

Вместе с тем закон Кюри для ферромагнетиков принимает форму закона Кюри-Вейсса:

$$\chi_m (T' - \Theta) = C_m.$$

«Таким образом, — пишет Вейсс, — если для чисто парамагнитных тел константу Кюри образуют, умножая коэффициент намагничивания на абсолютную температуру, для ферромагнитного тела эту константу получают, умножая измеренный выше точки Кюри коэффициент намагничивания на избыток температуры наблюдения над температурой этой точки».

Вейсс указывает, что установленный им закон представляет значительный интерес еще потому, что дает простой и точный метод экспериментальной проверки теории. Уже в первой работе Вейсс указал на удовлетворительное согласие теории с опытом; еще более обширные данные, характеризующие согласие теории с опытом, были приведены в

работе Вейсса и Фёкса в 1911 г. Однако Вейсс обращает внимание на то обстоятельство, что, несмотря на такое поразительное подтверждение теории, существуют факты, показывающие недостаточность теории в ее современной форме. Эти факты были обнаружены в работе Вейсса и Каммерлинг-Оннеса в 1910 г., где они исследовали ход температурной зависимости интенсивности насыщения железа, никеля, кобальта и магнетита при низких температурах. Эта зависимость является индивидуальной для каждого вещества.

Но Вейсс полагает, что его теория содержит значительную долю истины и покоится на очень простых основаниях. Эти основания связывают ланжевеновский магнитный момент молекулы и массу молекулы с введенным Вейсом молекулярным полем N . Вейсс пытался сперва выразить N как функцию температуры и намагничивания, но результат получился мало удовлетворительным. Тогда, обратив внимание на тот факт, что в опытах с магнетитом прямые, представляющие выше точки Кюри $1/\chi$, как функции температуры испытывают внезапное изменение направления, Вейсс пришел к идее изменения состояния, возбуждаемого самой молекулой. Вейсс предполагает, что это изменение скорее обусловлено изменением массы молекулы (полимеризация), чем ее магнитного момента. Он и Каммерлинг-Оннес показали, что магнитный момент молекулы может быть определен очень точно путем измерения интенсивности насыщения в жидком водороде. Они предположили, что этот магнитный момент является фундаментальной величиной вследствие своей, по крайней мере, относительной неизменяемости. Опыт показал, что магнитные моменты трех металлов находятся в простых рациональных отношениях друг к другу, что доказывает фундаментальный характер этой величины и одновременно существование в каждом атоме маг-

нитного момента, содержащегося целое число раз. Так появился *магнетон Вейсса*. По измерениям Каммерлинг-Оннеса и Вейсса, в грамме железа содержится 11 магнетонов, в никеле 3. При этом *грамм-магнетон* оказывается равным 1123,5. Взяв для числа Авогадро значение Перрена (1910) $68,5 \cdot 10^{22}$, Вейсс находит магнитный момент одного магнетона, он равен $16,40 \cdot 10^{-22}$. Так в физику магнетизма вошла идея атомности магнитного момента. Эта идея не могла не привлечь внимания Бора. Как мы уже упоминали в предыдущей главе, Бор, заканчивая первую серию своих статей о строении атома (точнее, третья часть одной статьи), писал: «Тесная связь настоящей теории с современной теорией излучения черного тела и удельной теплоемкости очевидна; кроме того, поскольку по обычной электродинамике магнитный момент, обусловленный электроном, вращающимся по круговой орбите, пропорционален угловому моменту, мы должны ожидать также тесной связи с теорией магнетонов, предложенной Вейссом».

Бор обещал вернуться к разработке теории магнитных явлений позже. И, действительно, в следующем, 1914 г. концепция магнетона Бора утвердилась в квантовой физике. Величина магнетона Бора выражается формулой

$$M_B = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{h}{2\pi}$$

и составляет $9,23 \cdot 10^{-21}$ электромагнитных единиц, что почти точно равно 5 магнетонам Вейсса. На этот факт обратили внимание как сам Бор, так и другие. В частности, на собрании Британской ассоциации в Бирмингеме, происходившем осенью 1914 г., Чалмерс особо подчеркнул это обстоятельство. На этом же собрании с кратким докладом о теории магнитов выступил Мак Лорен. Он утверждал, что магнитные явления *не могут быть объяснены тео-*

рией классического электрона на основе обычных законов и обратил внимание на то, что даже Ланжевену при объяснении парамагнетизма пришлось вернуться к концепции магнитного диполя. Внешнее магнитное поле, действуя на такой диполь, совершает работу, тогда как сила Лоренца, действующая на движущийся электрон, работы не совершает. По мнению Мак Лорена, этот факт сам по себе требует дальнейших исследований. Он даже утверждал, что «парамагнетизм остается тайной». Мак Лорен полагал, что электрон и магнетон имеют равные права в объяснении природы материи, которая сама является просто границей электромагнитного поля; электрон и магнетон не должны объясняться друг через друга и являются просто внутренними границами электромагнитного поля, однако все эти попытки истолковать магнетизм в духе классических гипотез потерпели неудачу. Только развитие квантовой теории дало возможность дать правильную интерпретацию парамагнитных и ферромагнитных явлений. Но это относится уже к следующему периоду развития квантовой теории.

МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Из выражения магнетона Бора видно, что магнитный момент пропорционален механическому моменту электрона, вращающегося по орбите. Обозначая этот последний через $\bar{I}$, мы имеем

$$\bar{M} = \frac{e}{2m} \bar{I},$$

или, если заряд электрона e измерять в электростатических единицах,

$$\bar{M} = \frac{e}{2mc} \bar{I}.$$

Отсюда вытекает, что изменение механического момента атомов должно сопровождаться изменением их магнитного момента, и наоборот.

Эта идея сформулирована еще Максвеллом, который пытался с помощью гироскопа специальной конструкции обнаружить этот эффект. В 1908 г. этот эффект, предсказываемый еще классической теорией прецессии Лармора, пытался обнаружить Ричардсон. Но только после пятилетних попыток в 1914 г. успеха добился Барнетт.

Барнетт показал, что ферромагнитный цилиндр, вращающийся вокруг своей оси, намагничивается. Знак намагничивания показывает, что оно обусловлено вращающимися электронами. Измеряя магнитный момент и механический момент вращения цилиндра, можно определить отношение $\frac{M}{I}$. В опытах Барнетта оно оказалось почти вдвое больше ожидаемого теоретического значения $\frac{e}{2mc}$.

Это расхождение объяснялось в то время необычайными экспериментальными трудностями, при которых невозможно избежать ошибок в оценке измеряемых величин.

В 1915 г. появилась первая из ряда статей А. Эйнштейна и В. де Гааза под заглавием «Экспериментальное обнаружение амперовых молекулярных токов». В опытах Эйнштейна и де Гааза ферромагнитный цилиндр подвешивался вертикально на тонкой нити внутри соленоида, создающего внешнее магнитное поле. При изменении тока в соленоиде менялось намагничивание цилиндра и, следовательно, магнитный момент электронов. В результате цилиндр поворачивался. В опыте наблюдались колебания цилиндрика, из которых определялось отношение $\frac{M}{I}$. Это отношение в опытах Эйнштейна и де Гааза с точностью до 10% совпадало с величиной $\frac{e}{2mc}$, и, таким образом, обнаружилось расхождение между результатами Барнетта и Эйнштейна и де Гааза. Многолетние последую-

щие исследования показали, однако, что в опытах Эйнштейна и де Гааза отношение $\frac{M}{I} = \frac{e}{mc}$, т. е. вдвое больше значения, вытекающего из теории Лармора-Бора. И это противоречие пришлось решать новой квантовой теорией.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

В XIX в. были открыты эффект Фарадея, магнитный эффект Керра и эффект Зеемана; указавшие на связь магнетизма и света. В начале XX в. французские физики А. Коттон и Г. Мутон открыли новый магнитооптический эффект, аналогичный электрическому эффекту Керра. В 1907 г. они показали, что некоторые чистые диамагнитные жидкости под действием магнитного поля становятся двоякопреломляющими. Сначала этот эффект был обнаружен в нитробензоле, затем бензоле, сероуглероде и других жидкостях. Метод наблюдения эффекта был следующим: создавался интенсивный источник монохроматического света (спектральная линия ртутной лампы), свет от которого проходил через трубку, наполненную исследуемой жидкостью. Трубка помещалась между полюсами большого электромагнита таким образом, что свет проходил перпендикулярно силовым линиям. Свет поляризовался николем под углом 45° к этим линиям и с помощью николя-анализатора устанавливалась на выходе темнота. При включении тока в электромагнитное поле зрения просветлялось и для получения темноты необходимо было повернуть анализатор на некоторый угол. Таким образом, действие магнитного поля вызывает оптическую активность вещества. Разность показателей преломления жидкости для волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю и поляризованных одна параллельно силовым линиям, другая перпендикулярно к ним по измерениям Коттона—Мутона, оказывается propor-

циональной квадрату магнитного поля

$$\frac{n_1 - n_2}{\lambda} = CH^2.$$

В 1910 г. П. Ланжевэн опубликовал теорию этого явления. Ланжевэн показал, что как и в случае электрического эффекта Керра, явление Коттона—Мутона обусловлено ориентирующим действием поля на молекулы жидкости. Поле должно было ориентировать молекулы вдоль силовых линий, если бы этому не мешало дезориентирующее действие теплового движения. «Предложенный механизм, — писал Ланжевэн, — аналогичен тому, которым я воспользовался для объяснения свойств парамагнитных тел, составленных из молекул, постоянно намагниченных так, что внешнее магнитное поле ориентирует их все более и более полно по мере увеличения его напряженности. Те же самые методы вычисления позволяют мне выразить в количественной форме следствия из гипотезы, сформулированной Коттоном и Мутонем, и показать, что она вполне достаточна как для полного объяснения явления Керра, так и того, которое они наблюдали».

Таким образом, теория Ланжевэна эффекта Коттона—Мутона непосредственно примыкает к его теории парамагнетиков, хотя молекулы диамагнетика и не обладают постоянным магнитным моментом. «Ориентирующее действие внешнего поля обусловлено, — указывал Ланжевэн, — только тем, что молекула не поляризуется с одинаковой легкостью в направлении своей оси и в перпендикулярном к ней направлении». Распространение теории на молекулы с постоянными диполями было дано позже (М. Борном).

Обратимся теперь к весьма важному магнитооптическому явлению, сыгравшему огромную роль в развитии атомной физики — явлению Зеемана. Первоначальная классическая теория «нормального» эффекта Зеемана натолкнулась на серьезное

препятствие, заключающееся в том, что «нормальный» эффект составляет скорее исключение из многочисленных фактов «аномального» расщепления спектральных линий. «Уже в 1897 г., — писал Зееман в одной из обзорных статей, — Майкельсон, Престон, Корню, А. Беккерель, А. Деландр нашли сложное расщепление для магнитного эффекта; в последующие затем годы в многочисленных статьях Рунге и Пашен, Ломан, Пурвис, Джек, Моор, Нагаока, Кинг, Миллер, ван Мёрс и др. описали новые типы расщепления так, что теперь известны расщепления на три, четыре, пять, шесть, даже до 19 компонент (линии вольфрама)».

Фогт (1907) пытался объяснить сложный эффект Зеемана классически, введя представление о связях между различными электронами атома. Природа этих связей остается неопределенной, и можно только сказать, что уравнения, в которые они входят, подчиняются определенным законам. Уравнения Фогта при подходящем выборе входящих в них параметров описывают расщепление линейных спектров газов.

В 1912 г. Пашен и Бак открыли, что при усилении магнитного поля происходит постепенный переход от «аномального» эффекта к «нормальному». Фогт пытался объяснить этот факт с помощью теории связанных эффектов. Однако загадка аномального эффекта Зеемана и эффекта Пашена—Бака были разрешены квантовой механикой значительно позже.

В рассматриваемый период эффект Зеемана сыграл важную роль в фундаментальном открытии американским астрофизиком Джорджем Э. Хейлом магнитного поля Солнца. Он получил в 1908 г. в знаменитой обсерватории Маунт Вильсон, директором которой он был, фотографии поверхности Солнца, сделанные в свете красной водородной линии H_α . В окрестности солнечных пятен фотография давала ясное указание на существование

вихревого движения в этих местах. Гель высказал предположение, что циркулирующие в этих вихрях заряженные частицы (ионы или электроны) производят магнитные поля. Эти поля должны воздействовать на спектр. Действительно, уже в 1866 г. Норман Локьер обнаружил, что спектральные линии в области пятен расширены. Затем Юнг в Принстоне обнаружил, что многие спектральные линии двойные, Митчелл в 1905 г. нарисовал различные типы спектральных линий солнечных пятен. Затем спектральные линии солнечных пятен летом 1908 г. исследовал Гель. Сперва он обнаружил круговую поляризацию линий, принадлежащих пятну, расположенному в центре диска, причем радиус диска и ось вихря были приблизительно параллельны. Таким образом, он наблюдал в основном продольный эффект в слабой степени. Он предположил тогда, что на краю Солнца можно наблюдать поперечный эффект с сильно поляризованными линиями. 21 октября 1908 г. Гель дал телеграмму Зееману: «Вихри, вращающиеся в противоположных направлениях, обнаруживают противоположные полярности; линии пятен вблизи лимба плоско поляризованы». Таким образом, был обнаружен поперечный эффект и доказано, что с изменением направления вращения вихря магнитное поле изменяло знак.

Итак, исследование магнитооптических явлений имело важное значение не только для понимания внутриатомных явлений, но и для понимания физических свойств космических тел. Атомная и космическая физика со времен открытия спектрального анализа и до наших дней развиваются во взаимной связи.

ДИЭЛЕКТРИКИ. ДИСПЕРСИЯ

Исследования Ланжевена оказали существенное влияние и на изучение свойств диэлектриков.



П. Дебай.

В 1912 г. П. Дебай обнаружил температурную зависимость диэлектрической постоянной. Это привело к идее, что молекулы некоторых диэлектриков обладают постоянным электрическим моментом (являются электрическими диполями) и потому ведут себя аналогично парамагнетикам. Поляризация единицы объема таких диэлектриков

$$P = \frac{Np_0^2}{3kT} \cdot E.$$

Таким образом, для зависимости электрической восприимчивости от температуры имеет место закон, аналогичный закону Кюри для парамагнетиков (закон Дебая). Измерение температурной зависимости электрической восприимчивости дает возможность определить дипольный момент молекул, и Дебай в 1912—1913 гг. произвел определение дипольных моментов для молекул ряда спиртов, толуола, нитробензола и воды. Наряду с поляризацией, обусловленной поворотом дипольных моментов со времен Клаузиуса—Моссоти; известна индуцированная поляризация: нейтральная молекула получает под действием электрического поля электрический момент. Этот момент пропорциона-

лен полю («квазиупругий диполь») и определяется только структурой молекулы. В этом случае коэффициент поляризуемости α не зависит от температуры. При наличии обоих видов поляризации диэлектрическая постоянная

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \left(\bar{\alpha} + \frac{p_0^2}{3kT} \right) = \\ = \epsilon_0 + \frac{4\pi N p_0^2}{3kT}.$$

Если поле быстропеременное (оптическая частота), то диполи не могут следовать за такими быстрыми изменениями и вся поляризация обусловлена квазиупругими диполями. Следовательно, показатель преломления n в случае оптических частот будет определяться по закону Максвелла только величиной ϵ_0

$$n^2 = \epsilon_0.$$

С другой стороны, измеряя диэлектрическую проницаемость ϵ в статических полях, находим

$$\epsilon - \epsilon_0 = \frac{4\pi N p_0^2}{3kT},$$

что опять-таки дает возможность определить p_0 . Дебай на протяжении ряда лет исследовал полярные молекулы. Результатом его исследований явилась монография «Полярные молекулы». Работы Дебая по изучению структуры молекул удостоены в 1936 г. Нобелевской премии по химии.

Для газов и паров электронная теория диэлектриков успешно проверялась методами дисперсии. Электронная теория дисперсии, разработанная М. Планком, Г. Лоренцем, П. Друде, исходила из представления об электронах, связанных в атомах и молекулах квазиупругими связями. Под действием электрического вектора эти электроны совершают вынужденные колебания, что приводит к появлению переменного электрического момента. Отсюда получаем выражение

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \sum \frac{a^2(\lambda^2 - \lambda'^2)\lambda^2}{(\lambda - \lambda')^2 + b^2\lambda^2}, \\ 2n\kappa = \sum \frac{ab\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2 + b^2\lambda^2},$$

где n — показатель преломления, κ — коэффициент поглощения. В теории Друде

$$\lambda'^2 = \lambda_0^2$$

есть длина волны собственных колебаний резонатора,

$$a = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\pi}, \quad b = \frac{h}{m} \cdot \frac{\lambda_0^2}{2\pi c},$$

где N — число резонаторов в 1 см^3 , h — коэффициент затухания резонатора, e — заряд электрона, m — его масса.

В теории Лоренца

$$\lambda'^2 = \lambda_0^2(1 + a\alpha); \quad a = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\lambda'^2}{\pi}, \\ b = \frac{h}{m} \cdot \frac{\lambda'^2}{2\pi c}.$$

Здесь введен коэффициент α , учитывающий влияние соседних диполей на рассматриваемый. Лоренц для некоторых простых случаев полагает $\alpha = 1/3$.

Теорию дисперсии экспериментально проверяли В. Вуд в 1902 и 1904 гг. и Д. С. Рождественский в 1912 г., подтвердившие справедливость теории квазиупругих резонаторов. Вместе с тем Рождественский вскрыл некоторые целочисленные соотношения, смысл которых выявился в квантовой теории дисперсии.

Поляризация диэлектрика оказалась тесно связанной с его электропроводностью. «Поведение диэлектрика в электрическом поле», писал А. Ф. Иоффе, — заставляет нас приписать ему еще способность проводить электрические заряды. Тем не менее оба эти явления, поляризация и электропроводность, столь тесно связаны между собой в своих проявлениях, что нередко их трудно отличить друг от друга; вот почему вся эта проблема была названа своего рода диэлектрической аномалией».

Исследование электрических свойств твердых диэлектриков было предпринято на кристалле кварца Жаном и Пьером Кюри в 1888 г., разработавшими методику таких исследований. Они обнаружили, что при приложении постоянной разно-

сти потенциалов к кристаллическому диэлектрику в нем возникает убывающий во времени ток. При снятии разности потенциалов в проводе, соединяющем обкладки конденсатора с диэлектриком, возникает убывающий ток противоположного направления. Этот обратный ток получается наложением обратного тока, падающего с такой же скоростью, как и первичный, и положительного экстраполированного тока.

А. Ф. Иоффе начал в 1908 г. изучение электрических свойств кварца совместно с Рентгеном в Мюнхене и продолжал его в Петербурге совместно с М. В. Кирпичевой. Они показали, что в кристалле, помимо приложенного постоянного напряжения V , существует дополнительная электродвижущая сила P , вызванная током. При этом *«уменьшения как прямого, так и обратного тока строго пропорциональны приложенной электродвижущей силе P »*. Для кристаллов остается справедливым закон Ома в форме

$$I = \frac{V - P}{R} = G(V - P),$$

где R — сопротивление и G — проводимость — величины, не завися-

щие от времени, характеризующие кристалл. В дальнейшем А. Ф. Иоффе и его сотрудники изучали механизм электропроводности кристаллов. Для ряда кристаллов галоидов, азотнокислых, сернокислых солей, карбидов, у кварца и LiH была обнаружена электролитическая проводимость, подчиняющаяся закону Фарадея.

В 1903 г. Иоффе обнаружил электронную проводимость у кварца, кальцита и других кристаллов, возникающую под действием рентгеновских лучей. Эти исследования положили начало изучению электрических свойств полупроводников.

Таким образом, еще до первой мировой войны начала складываться на основе электронных и квантовых представлений физика твердого тела. Были сделаны первые попытки истолковать теоретически упругие, тепловые, магнитные и электрические свойства твердых тел. Еще многое было неясно, многое понималось неверно, но важный шаг был сделан: вместо отрывочных эмпирических сведений о свойствах твердых тел начала складываться физическая картина строения и свойств этих тел.

ФИЗИКА В РОССИИ НАЧАЛА XX ВЕКА

ВСТУПИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В предыдущих главах нам почти не приходилось касаться работ русских ученых. Могло создаться впечатление, что русская наука развивалась в стороне от столбовой дороги научного прогресса и носила замкнутый характер. Однако такое представление ошибочно.

Верно то, что условия для развития науки в царской России были чрезвычайно тяжелыми. Со времен М. В. Ломоносова русская наука была вынуждена непрерывно бороться за свое существование. Обвинительным актом самодержавию звучат письма и статьи Ломоносова, Столетова, Лебедева и других корифеев русской науки. Незадолго до своей безвременной кончины, в ноябре 1911 г. П. Н. Лебедев, ушедший вместе с другими прогрессивными учеными в знак протеста против реакции из Московского университета, в статье, посвященной Ломоносову, с горечью писал о трагическом положении русских ученых, о гибели многих и многих научных замыслов. Русская наука нуждалась в революции, и только революция смогла покончить с невыносимыми условиями, тормозившими развитие науки в России.

Но и в этих тяжелых условиях русские физики работали интенсивно, внося существенный вклад в мировую науку и подготавливая будущие успехи советской физики. Начало XX в. было ознаменовано публикацией П. Н. Лебедева о световом давлении. А. А. Эйхенвальд в 1904 г. опубликовал свои классические исследования по электродинамике движущихся сред. Затем последовали непревзойденные опыты Лебедева по давлению света на газы, знаменитые исследования Д. С. Рождественского по аномальной дисперсии в парах натрия, исследования А. Ф. Иоффе по элементарному фотоэффекту и многие другие работы, которыми вправе гордиться русская наука. О некоторых из этих работ будет более подробно сказано дальше, полное же описание работ русских физиков в предоктябрьские годы заняло бы целый том*.

Говоря об успехах русской физики в начале XX в., нельзя не упо-

* По вопросу развития физики в России издательством «Просвещение» подготовлен двухтомник (под ред. чл.-корр. А. С. Предводителя и проф. Б. И. Спасского) «Развитие физики в России», первый том которого полностью посвящен дооктябрьскому периоду развития отечественной физики.

мянуть об огромном интересе в России к новым научным открытиям и философским выводам из этих открытий. Этот интерес выходил далеко за узкоспециальные рамки научных споров, он тесно переплетался с общими мировоззренческими и политическими проблемами. Именно в России был дан гениальный философский анализ новейших открытий в области физики и кризиса механистического мировоззрения, который был порожден этими открытиями. Этот анализ был дан В. И. Лениным в его замечательной книге «Материализм и эмпириокритицизм». Значение этой работы выходит далеко за пределы философской борьбы в русском рабочем движении того времени.

Позднее эта книга вооружила молодую советскую науку могучим методом научного познания — диалектическим методом и передовым марксистским мировоззрением. Она помогла прогрессивным ученым своего времени разобраться в сложных теоретико-познавательных вопросах, порожденных революцией в физике.

В. И. Ленин со свойственной ему прозорливостью в ломке привычных понятий классической физики увидел, что современная физика рождает диалектический материализм, и его поистине гениальное предвидение полностью подтвердилось всем последующим развитием физики.

Книга Ленина «Материализм и эмпириокритицизм» вышла из печати в 1909 г. в издательстве «Звено».

Два обстоятельства предопределили появление этой книги: во-первых, идеологическая обстановка в России после поражения революции 1905 г. и, во-вторых, «новейшая революция в естествознании», связанная с фундаментальными открытиями в физике. Политика и наука теснейшим образом переплелись в этом произведении В. И. Ленина, предвосхищая будущее тесное переплетение этих отраслей человеческой

деятельности в атомный век. Книга Ленина появилась на заре этого века, она констатировала наступление эпохи «неисчерпаемого атома». Необыкновенное проникновение Ленина в сущность идейного кризиса в физике нас — современников научно-технической революции XX в. — глубоко поражает, современники же Ленина даже и не могли еще этого понять. К сожалению, книга Ленина прошла мимо физиков того времени.

Между тем потребность в объединяющем мировоззрении, позволяющем связать с общей точки зрения новые факты, была очень велика. Эту потребность весьма отчетливо выразил М. Планк, когда в 1910 г. писал: «Чем многочисленнее это обилие новых фактов, чем пестрее разнообразие новых идей, тем повелительнее звучит с другой стороны призыв к объединяющему мировоззрению».

На эту потребность указывал раньше и В. Оствальд, который, идя навстречу пожеланиям своих слушателей, начал в 1901 г. читать в Лейпцигском университете курс натурфилософии. Этот курс привлек большое число слушателей, и результатом его явилась книга Оствальда «Натурфилософия», появившаяся и в русском переводе. Здесь Оствальд, указывая на крушение старой натурфилософии Шеллинга и замену ее «механико-материалистическим мировоззрением», вытеснившим «быстро и основательно» натурфилософию в умах естествоиспытателей, констатирует далее, что «настоящая эпоха готова пережить ... новый период натурфилософии». «Большое число слушателей, — говорит Оствальд, — собравшихся сегодня здесь под знаком этой философии, представляет собой доказательство того, что в сочетании двух понятий, «природа» и «философия», заключается нечто притягательное и что все мы видим в этом сочетании проблему, разрешение которой близко затрагивает нас всех».

Потребность в философском осмыслении новых результатов естествознания, таким образом, была налицо. Несоостоятельность «механико-материалистической философии» в связи с новыми открытиями в физике стала очевидной. С ее уходом в теоретическом багаже естествоиспытателей образовался вакуум, куда и устремился махизм, эмпириокритицизм, позитивизм и пр. Задача Ленина заключалась в том, чтобы вытеснить этот идеалистический хлам и заполнить образовавшийся вакуум новым диалектико-материалистическим содержанием. Здесь необходимо сделать одно замечание.

В книге Ленина много говорится о Махе и его философии. Русские махисты, в частности А. А. Богданов, объявили философию Маха последним достижением философской науки. И сейчас нередко считают, что философия Маха появилась в связи с революционными открытиями в физике. Это неверно. Философия Маха складывалась в 60—80-х годах XIX в. и никакого отношения к открытиям в физике конца XIX и начала XX в. не имела. Правда, как мы уже видели при изложении истории теории относительности, критика Махом основ ньютоновской механики в эпоху кризиса этих основ, оказалась очень актуальной. Кризис механистического мировоззрения в физике и был причиной возникновения «моды» на Маха. А то, что метафизический механицизм уже был подвергнут критике Энгельсом, физикам того времени оставалось неизвестным.

БОРЬБА В. И. ЛЕНИНА С МАХИЗМОМ. ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ

Книга Ленина появилась, как было уже сказано, в эпоху жесткой реакции после поражения революции 1905 г. «Упадок, деморализация, расколы, разброд, ренегатство, порнография на место политики. Усиление тяги к философскому идеализму, мистицизму, как облачение контрреволюционных настрое-

ний»* — такими словами изобличает В. И. Ленин характерные черты политической и духовной жизни страны после поражения революции 1905 г. В такой обстановке усилилась атака контрреволюционных сил на марксистскую партию, на ее теоретические основы. Задача Ленина и состояла в том, чтобы отстоять и укрепить идейные основы партии коммунистов в борьбе против реакционных сил.

В. И. Ленин начинает свое произведение с вводной главы «Как некоторые «марксисты» опровергали материализм в 1908 году и некоторые идеалисты в 1710 году», в которой показывает, что доводы махистов против материализма не новы и совпадают с доводами епископа Беркли, развитыми им в сочинении «Трактат об основах человеческого познания», вышедшем в 1710 г. Анализируя это сочинение, Ленин приходит к выводу, что в нем с прямотой, ясностью и отчетливостью намечены две основные линии философских воззрений: «Материализм — признание «объектов в себе» или вне ума; идеи и ощущения — копии или отражения этих объектов. Противоположное учение (идеализм): объекты не существуют «вне ума»; объекты суть «комбинации ощущений» (стр. 18).

Ленин подчеркивает, что это было написано задолго до кантовской «вещи в себе». Он указывает далее, что Мах и Авенариус, изгоняя материю, идут по стопам Беркли. Заканчивая свое историческое введение, Ленин констатирует: «...«новейшие» махисты не привели против материалистов ни одного, буквально ни единого довода, которого бы не было у епископа Беркли» (стр. 31).

Первые три главы Ленина, составляющие большую часть всего его труда, посвящены теории позна-

* В. И. Ленин. Полн. собр. соч., т. 41, М., Госполитиздат, 1963, стр. 10.

В дальнейшем ссылки в тексте также даются по полному собранию сочинений В. И. Ленина, т. 18. Для краткости будем указывать в тексте только страницы.

ния. Именно здесь дана глубокая, уничтожающая критика махистской теории познания и развита марксистская теория познания, вошедшая в историю философии под названием теории отражения. Уже в самом начале первой главы Ленин констатирует, цитируя «Механику» Маха, что «... Мах признает здесь прямо, что вещи или тела суть комплексы ощущений, и что он вполне отчетливо противопоставляет свою философскую точку зрения противоположной теории, по которой ощущения суть «символы» вещей (точнее было бы сказать: образы или отображения вещей). Эта последняя теория есть *философский материализм*» (стр. 34). И далее: «Но сейчас речь идет у нас совсем не о той или иной формулировке материализма, а о противоположности материализма идеализму, о различии двух основных *линий* в философии. От вещей ли идти к ощущению и мысли? Или от мысли и ощущения к вещам? Первой, т. е. материалистической, линии держится Энгельс. Второй, т. е. идеалистической, линии держится Мах» (стр. 35).

Мы не будем подробно разбирать ленинскую критику теории познания Маха, книга Ленина широко известна и прокомментирована в многочисленных работах и учебниках. Ленин доказывает, что «учение Э. Маха о вещах, как комплексах ощущений, есть субъективный идеализм, есть простое пережевывание берклианства» (стр. 35), что оно ведет к солипсизму, что теория познания Маха непоследовательна и Мах вынужден в ряде случаев становиться на точку зрения отвергаемого им материализма. Приведя маховское определение идеального газа, идеальной жидкости, идеально упругого тела, как фикций, лишь приблизительно соответствующих фактам, Ленин пишет: «Что это значит? Это значит, что Мах *забывает* свою собственную теорию и, начиная говорить о различных вопросах физики, рассуждает попросту без идеалистических выкрутас, т. е. материалистически.

Все «комплексы ощущений» и вся эта берклианская премудрость летят прочь. Теория физиков оказывается отражением существующих вне нас и независимо от нас тел, жидкостей, газов, причем отражение это, конечно, приблизительно, но «произвольным» назвать это приближение или упрощение неправильно» (стр. 60).

Ленин противопоставляет идеалистической теории познания Маха материалистическую. Согласно материалистической теории познания «мысль есть функция мозга, ... ощущения, т. е. образы *внешнего мира*, существуют *в нас*, порождаемые действием вещей на наши органы чувств» (стр. 88). Излагая рассуждения Энгельса о превращении «вещи в себе» в «вещь для нас», Ленин пишет:

«1) Существуют вещи независимо от нашего сознания, независимо

Обложка первого издания книги В. И. Ленина «Материализм и эмпириокритицизм» (1909).

В. И. ИЛЬМИНЬ.

МАТЕРИАЛИЗМЪ И ЭМПИРИОКРИТИЦИЗМЪ

критическія замѣтки объ одной
реакціонной философіи.

ИЗДАНИЕ „ЗВЕНО“
МОСКВА
1909.

от нашего ощущения, вне нас, ибо несомненно, что ализарин существовал вчера в каменноугольном дегте, и также несомненно, что мы вчера ничего не знали об этом существовании, никаких ощущений от этого ализарина не получали.

2) Решительно никакой принципиальной разницы между явлением и вещью в себе нет и быть не может. Различие есть просто между тем, что познано, и тем, что еще не познано, а философские измышления насчет особых граней между тем и другим, насчет того, что вещь в себе находится «по ту сторону» явлений (Кант), или что можно и должно отгородиться какой-то философской перегородкой от вопроса о непознанном еще в той или иной части, но существующем вне нас мире (Юм), — все это пустой вздор, Schrulle, выверт, выдумка.

3) В теории познания, как и во всех других областях науки, следует рассуждать диалектически, т. е. не предполагать готовым и неизменным наше познание, а разбирать, каким образом из незнания является знание, каким образом неполное, неточное знание становится более полным и более точным» (стр. 102). Вспомним, что Ленин не имел специального естественнонаучного образования (он окончил юридический факультет), и тогда особенно рельефно виден гений Ленина, позволяющий ему мыслить как специалисту-естественнику, тогда как «Физик Мах в своих философских блужданиях ушел совсем в сторону от «современного естествознания...» (стр. 54), на почве которого Ленин стоит обеими ногами. Ленин в процессе непрерывного перехода от незнания к знанию черпает глубокое убеждение в объективности человеческого познания, в его способности познавать абсолютную истину. Это убеждение неразрывно связано с признанием объективной реальности и противостоит агностицизму махистов. «Махисты, — говорит Ленин, — любят декламировать на ту тему, что они — философы, вполне доверяю-

щие показаниям наших органов чувств, что они считают мир действительно таким, каким он нам кажется, полным звуков, красок и т. д., в то время как для материалистов, дескать, мир мертв, в нем нет звуков и красок, он отличается сам по себе от того, каким кажется, и т. п. ... На самом же деле, махисты — субъективисты и агностики, ибо они *недостаточно* доверяют показаниям наших органов чувств, непоследовательно проводят сенсуализм. Они не признают объективной, независимой от человека реальности, как источника наших ощущений. Они не видят в ощущениях верного снимка с этой объективной реальности, приходя в прямое противоречие с естествознанием и открывая дверь для фидеизма. Напротив, для материалиста мир богаче, живее, разнообразнее, чем он кажется, ибо каждый шаг развития науки открывает в нем новые стороны. Для материалиста наши ощущения суть образы единственной и последней объективной реальности, — последней не в том смысле, что она уже познала до конца, а в том, что кроме нее нет и не может быть другой» (стр. 130). Эта последняя объективная реальность и есть материя. «Материя есть философская категория для обозначения объективной реальности, которая дана человеку в ощущениях его, которая копируется, фотографируется, отображается нашими ощущениями, существуя независимо от них» (стр. 131).

Таковы основные положения ленинской теории отражения. Они дополняются учением об абсолютной и относительной истине. «Итак, человеческое мышление, — говорит Ленин, — по природе своей способно давать и дает нам абсолютную истину, которая складывается из суммы относительных истин. Каждая ступень в развитии науки прибавляет новые зерна в эту сумму абсолютной истины, но пределы истины каждого научного положения относительны, будучи то раздвигаемы, то суживаемы дальнейшим ростом

знания» (стр. 137). И далее: «С точки зрения современного материализма, т. е. марксизма, исторически условны *пределы* приближения наших знаний к объективной, абсолютной истине, но *безусловно* существование этой истины, безусловно то, что мы приближаемся к ней. Исторически условны контуры картины, но безусловно то, что эта картина изображает объективно существующую модель» (стр. 138).

В учении Ленина об истине важную роль играет практика, являющаяся критерием истины. «Точка зрения жизни, практики должна быть первой и основной точкой зрения теории познания», — говорит Ленин (стр. 145).

Критерий практики, как указывает Ленин, «настолько «неопределенен», чтобы не позволять знаниям человека превратиться в «абсолют», и в то же время настолько определен, чтобы вести беспощадную борьбу со всеми разновидностями идеализма и агностицизма. Если то, что подтверждает наша практика, есть единственная, последняя, объективная истина, — то отсюда вытекает признание единственным путем к этой истине пути науки, стоящей на материалистической точке зрения» (стр. 146).

Ленин не оперирует схоластическими рассуждениями, не рассматривает истину как застывшую догму. Для него поиски истины — вечный, живой процесс познания. Поэтому в гносеологии Ленина важное место занимает история науки, анализ исторического пути перехода от незнания к знанию, от неполного, несовершенного знания к все более и более полному.

В ленинской теории познания нет места идеалистическим представлениям о причинности, пространстве и времени. Вместе с Фейербахом и Энгельсом Ленин признает «объективную закономерность в природе, объективную причинность, отражаемую лишь приблизительно верно человеческими представлениями о порядке, законе и проч.» (стр. 159).

Вопрос о том «является ли источником нашего познания... связей объективная закономерность природы, или свойства нашего ума... бесспорно отделяет материалистов Фейербаха, Маркса и Энгельса от агностиков (юмистов) Авенариуса и Маха». (стр. 164). Говоря о пространстве и времени, Ленин пишет: «В мире нет ничего, кроме движущейся материи, и движущаяся материя не может двигаться иначе, как в пространстве и во времени. Человеческие представления о пространстве и времени относительны, но из этих относительных представлений складывается абсолютная истина, эти относительные представления, развиваясь, идут по линии абсолютной истины, приближаются к ней. Изменчивость человеческих представлений о пространстве и времени так же мало опровергает объективную реальность того и другого, как изменчивость научных знаний о строении и формах движения материи не опровергает объективной реальности внешнего мира» (стр. 181—182).

Это динамическое, подлинно диалектическое понимание Лениным пространства и времени звучало особенно свежо в то время, когда рушилась ньютоновская концепция абсолютного пространства — времени и создавалась теория относительности. И здесь мы перейдем к анализу Лениным ситуации, сложившейся в физике в связи с революционными открытиями в ней.

ИЗМЕНЕНИЯ В ФИЗИЧЕСКОЙ КАРТИНЕ МИРА

Конец XIX в. сопровождался открытиями, вызвавшими глубокое изменение представлений физиков о мироздании. Была открыта электрическая структура материи и элементарная частица материи — электрон, обладающий переменной электромагнитной массой. Были открыты радиоактивные превращения, новые виды излучений. Были открыты кванты, появилась теория относи-

тельности. Все эти открытия подтолкнули устои механистического мировоззрения, питавшего физику со времен Декарта и Ньютона. Если у Ньютона мир в каждый момент оставался равным самому себе, со своими неизменными частицами — атомами, взаимодействующими с силами, определяемыми только конфигурациями этих атомов, то теперь перед взорами физиков открылся разрушенный, изменчивый атом и такое фундаментальное свойство материи, как масса, оказалось изменчивым, что интерпретировалось как «исчезновение материи». «Ничто не создается. Все теряется», — провозглашал французский врач Гюстав Лебон, в ряде книг и статей утверждавший, что открыл всеобщее превращение материи. В 1909 г. появилась в русском переводе «Эволюция материи» Лебона, которая выдержала до этого во Франции 12 изданий. Вот основные положения автора:

«1) Материя, когда-то считавшаяся неразрушимой, медленно рассеивается путем постоянного распада самих атомов, ее составляющих.

2) Продукты распада материи состоят из элементов, по своим свойствам промежуточных между весомыми телами и невесомым эфиром, т. е. между двумя мирами, которые наука до сих пор глубоко отделяла друг от друга.

3) Материя, когда-то считавшаяся инертной, способная только возвращать энергию, которой ее снабжают, есть, напротив, колоссальный источник энергии, — энергии интра-атомной, которую она в состоянии расходовать, ничего не заимствуя извне.

4) Большинство сил природы, электричество и особенно солнечная теплота, обязано своим происхождением интра-атомной энергии, освобождающейся во время распада материи.

5) Сила и материя суть две различные формы одной и той же сущности. Материя представляет собой

устойчивую форму интра-атомной энергии, теплота, свет, электричество и т. д. — неустойчивые формы той же энергии.

6) Процесс распада атомов, т. е. разложения материи, сводится к переводу интра-атомной энергии из состояния устойчивого равновесия в неустойчивое, называемое электричеством, светом, теплотою и т. д. Материя, таким образом, постепенно превращается в энергию.

7) Закон эволюции, примененный к живым существам, одинаково применяется к простым телам. Химические элементы, так же, как и живые существа, изменяются»*.

Как бы ни относиться к Лебону (многие его считали научным шарлатаном), нельзя не отказать ему в удивительной смелости и проницательности. Ведь мысли о разрушении и превращении атомов он высказал, по-видимому, одним из первых. Почти под каждым из высказанных здесь положений подпишется современный физик, конечно, уточнив их в соответствии с современным уровнем знаний. Ленин выпиывает из книги Рея «Современная философия» высказывание о взглядах Лебона и в частности примечание: «По-видимому, происходит превращение материи в энергию и энергии в материю. *Под материей следует, конечно, понимать только весомую материю, а под энергией — только способность производить работу, которая может быть обнаружена*»**. Слова, выделенные курсивом, подчеркнуты Лениным, он же отчеркнул это место на полях двойной вертикальной чертой и отметил его знаком NB.

О взглядах Лебона говорит и Л. Пуанкаре, книгу которого «Современная физика» цитировал Ленин. Эта книга вышла в 1906 г. и переведена в 1910 г. на русский язык

* Д-р Гюстав Лебон. Эволюция материи. СПб., 1909, стр. 8—9.

** В. И. Ленин. Полн. собр. соч., т. 29, стр. 496.

под заглавием «Эволюция современной физики».

«Если считать, — пишет Пуанкаре, — что радиоактивность есть явление абсолютно общес, то это приводит нас к новой задаче: теперь уже нельзя уподобить преобразованием радиоактивных тел трансформациям аллотропическим, потому что какая-либо окончательная форма никогда не сможет быть достигнута и расчленение будет продолжаться бесконечно, до полного распада атома. Явление может, правда, длиться целые миллиарды веков, но эта продолжительность — мгновение в бесконечности времени — не имеет значения. Тем не менее подобные воззрения глубоко противоречат нашим привычным взглядам: принимая эти воззрения, придется покинуть ту идею, которой мы так инстинктивно придерживались, а именно, что обыкновенная материя есть нечто наиболее устойчивое во Вселенной и мы должны будем, напротив, допустить, что любое тело есть род взрывчатого вещества, разлагающегося с величайшей медленностью. Что бы там ни говорили, в этом нет ничего противоречащего основным началам энергетики, но подобная гипотеза приводит к выводам, которые должны в величайшей степени интересовать философию. С замечательной увлекательностью и смелостью Гюстав Ле Бон изложил эти выводы в своей книге об эволюции материи»*. «Превращение» материи в энергию, изменчивость массы — вот факты, заставляющие говорить об «исчезновении материи». Ленин, готовя «Материализм и эмпириокритицизм», изучал ситуацию в физике по книгам и статьям: А. Риги «Современная теория физических явлений», Ж. Беккереля «О природе положительного заряда электричества», П. Ланжевена «Физика электрона», О. Лоджа «Об элект-

ронах», А. Пуанкаре «Ценность науки», Л. Пуанкаре «Эволюция современной физики», В. Рамзая «Биографические и химические очерки», А. Риги «Новые воззрения на структуру материи», Д. Д. Томсона «Корпускулярная теория материи», «Труды международного физического конгресса в Париже» и другим. Кроме того, Ленин изучал классиков физической науки Кирхгофа, Гельмгольца, Герца, В. Томсона, Максвелла, Л. Больцмана. Таким образом, он основательно подготовился к исследованию «новой» революции в естествознании, что позволило ему дать гениальное обобщение фактов этой революции.

Прежде всего, Ленин со всей ясностью констатирует, что физика вступила в новый этап своего развития, основными чертами которого является исследование гигантски быстрых движений (релятивистская физика) и неисчерпаемых частиц материи атомов и электронов. «... Остается несомненным, — писал Ленин, — что механика (Ленин имеет в виду классическую, ньютоновскую механику. — П. К.) была снимком с медленных реальных движений, а новая физика есть снимок с гигантски быстрых реальных движений» (стр. 280—281). Таким образом, хотя Ленин в своей книге и не упоминает Эйнштейна и вероятно даже не знал его, он имеет в виду его механику, являющуюся снимком «с гигантски быстрых реальных движений». Ранес, говоря о новых взглядах на строение материи, Ленин пишет: «Сущность» вещей или «субстанция» *тоже* относительны; они выражают только углубление человеческого познания объектов, и если вчера это углубление не шло дальше атома, сегодня дальше электрона и эфира, то диалектический материализм настаивает на временном, относительном, приблизительном характере всех этих *вех* познания природы прогрессирующей наукой человека. Электрон так же *неисчерпаем*, как и атом,

* Л. Пуанкаре. Эволюция современной физики. СПб., Изд-во «Знание», 1910. стр. 162—163.

природа бесконечна, но она бесконечно *существует*, и вот это-то единственно категорическое, единственно безусловное признание ее *существования* вне сознания и ощущения человека и отличает диалектический материализм от релятивистского агностицизма и идеализма» (стр. 277—278).

Сегодня неисчерпаемость электрона, атома, элементарных частиц стала очевидной. Но Ленин высказал эту идею тогда, когда ни один физик, ни один философ не отважился сделать этого поистине революционного вывода. Но как бы ни изменялись наши представления о материи, сама материя не исчезает, остается «бесконечно существующей». «Материя исчезает» — это значит исчезает тот предел, до которого мы знали материю до сих пор, наше знание идет глубже; исчезают такие свойства материи, которые казались раньше абсолютными, неизменными, первоначальными (непроницаемость, инерция, масса и т. п.) в которые теперь обнаруживаются как относительные, присущие только некоторым состояниям материи. Ибо *единственное* «свойство» материи, с признанием которого связан философский материализм, есть свойство *быть объективной реальностью*, существовать вне нашего сознания» (стр. 275).

Таково это знаменитое ленинское определение материи. Здесь нет и намека на какие-то «постоянные ядра» наших ощущений, на извечную неизменяемую «субстанцию», как думали махисты, или метафизические механисты. Вечно живая, развивающаяся и вместе с тем вечно существующая материя — вот что такое материя в понимании Ленина. «Признание каких-либо неизменных элементов, «неизменной сущности вещей» и т. п. не есть материализм, а есть *метафизический*, т. е. антидиалектический материализм» (стр. 275—276).

Глубокое ленинское определение материи охватывает все возможные формы материи, как известные, так

и те, которые, возможно, будут открыты в будущем. При Ленине физика знала атом, электрон, эфир. Теперь она знает огромное количество полей и частиц, но ни один из этих объектов не выходит за рамки ленинского определения. Более того, каждое новое открытие все более и более подтверждает справедливость ленинского указания о «неисчерпаемости» материи в любой из ее форм.

В своей последней статье известный английский физик лауреат Нобелевской премии С. Ф. Пауэлл, отмечая достижения новейшей физики, открывшей и классифицировавшей новые элементарные частицы, не менее фундаментальные, чем электроны, протоны и нейтроны, указывал, что тем самым «мы входим в принципиально новую область явлений природы». «Недавно я вспоминал, — писал в связи с этим Пауэлл, — поразительное замечание, сделанное Лениным в 1908 году в книге «Материализм и эмпириокритицизм», когда электрон был единственной известной элементарной частицей.

В то время как весь научный мир считал, что существуют лишь постоянные, неизменяемые частицы, Ленин сказал, что электрон неисчерпаем».

Крупный современный физик незадолго до своей смерти (статья опубликована после смерти Пауэлла) вспоминал Ленина в связи с успехами новейшей физики. Это одно из многих свидетельств непереходящего значения великого ленинского труда.

П. Н. ЛЕБЕДЕВ И ЕГО ШКОЛА

После Великого Октября 1917 г. был заложен фундамент будущих центров советской науки. Одним из таких центров явилась школа П. Н. Лебедева в Москве, ученики кото-

* С. Ф. Пауэлл. Надежды и проблемы современной науки. Сб. «Будущее науки». Вып. 3. М., «Знание», 1970.

рой основали центр советской физики в Москве. Мы начнем изложение истории физики в России в начале XX столетия с работ Лебедева и его учеников.

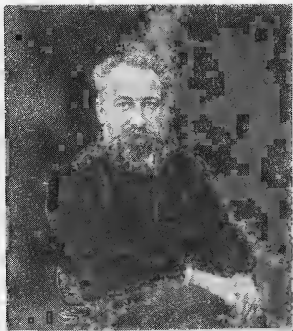
Перед роковым 1911 г. у Лебедева работало 28 человек. «Желающих заниматься было гораздо более этого числа, — писал Лебедев, — но им приходилось отказываться за неимением места». О характере работ, проводившихся под его руководством, он писал: «В университетской лаборатории под моим руководством одновременно велись работы по коротким акустическим волнам, по теплоемкости газов, диэлектрическим постоянным паров, по электрическим колебаниям и по поглощению, по спектральному анализу и т. д., а под руководством моего помощника П. П. Лазарева — по диффузии, фотохимии, броуновскому движению, скорости реакции и т. д.».

Акустические исследования в лебедевской лаборатории положили начало ультраакустике. Основной задачей, поставленной Лебедевым в области звуковых колебаний, была задача измерения акустического давления. Существование такого давления было предсказано Рэлеем в 1902 г., а уже в 1903 г. В. Я. Альтберг экспериментально доказал, что звуковые волны, падая на окружающую стенку, производят на нее давление, аналогичное световому давлению и равное

$$p = \frac{E}{V},$$

где E — энергия звуковой волны, переносимая на 1 см^2 поверхности за 1 сек , V — скорость звука.

Исследование акустических волн привело Лебедева к вопросу о свойствах среды для таких волн, длины которых становятся соизмеримыми с межмолекулярными расстояниями. Говоря об источниках звука, позволяющих получать короткие волны (в частности, о «свистке Гальтона», изобретенном Эдельманом в 1900 г.), Лебедев писал о важности коротких



П. Н. Лебедев.

волн «для исследования свойств газов при таких быстрых колебаниях». Он указывал, что, хотя для таких волн, какие можно было получить в лаборатории, воздух еще может рассматриваться как непрерывная среда, «все-таки вопрос об отличии скорости этих волн и их затухании в газах от соответствующих величин для редких (т. е. медленных. — П. К.) колебаний остается открытым, и ответ на него может и должен дать непосредственный опыт».

Решение этого вопроса потребовало создания все более и более коротких волн, длины которых «не бесконечно велики по сравнению с длиной среднего свободного пути молекул». Наиболее короткие волны были получены Н. Неклепаевым, опубликовавшим в 1911 г. свою работу «Исследование поглощения коротких акустических волн в воздухе». Эта работа явилась первой из работ по молекулярной акустике, в области ультраакустики, развившейся после второй мировой войны. Сам Лебедев посвятил коротким акустическим волнам одну из своих последних работ — «Предельная величина коротких акустических волн», опубликованную так-

же в 1911 г. Здесь он указывает, что получению коротких акустических волн «положен предел поглощением этих волн благодаря внутреннему трению и теплопроводности тех газов, в которых они распространяются». Закон поглощения звука в газе выражается формулой

$$I = I_0 e^{-\frac{\alpha}{\lambda^2} x},$$

где

$$A = \frac{4\pi^2}{\alpha \varrho} \left[\frac{4}{3} \mu + \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \frac{K}{C_p} \right],$$

здесь μ — коэффициент внутреннего трения газа, λ — длина звуковой волны, α — скорость звука, ϱ — плотность газа, K — коэффициент теплопроводности, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, C_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме. Измерения Неклепаева дали для A значение

$$A = 0,00073 \pm 0,00005.$$

Эта величина оказалась примерно в два раза больше теоретического значения, вычисленного по теории Стокса и Кирхгофа. Лебедев ставит в связи с этим принципиальный вопрос: «Насколько мы вправе пользоваться, по Стоксу и Кирхгофу, теми коэффициентами, которые были измерены при установившихся процессах трения и теплопроводности, и прилагать их к процессам, которые перемещаются в пространстве со скоростью звука, т. е. с скоростями, близкими к скоростям молекул газа, и которые периодически меняются на расстоянии длины волны; а эта длина не бесконечно велика по сравнению с длиной свободного пути молекул».

В этих словах отчетливо выразилась изумительная проницательность Лебедева, предвосхитившего программу молекулярной акустики. Знание A позволяет вычислить длины, на которых звуковая волна ослабляется до 1% первоначальной интенсивности. Для $\lambda = 0,8$ мм эта длина равна 40 см, для $\lambda = 0,1$ мм она падает до 0,6 см. «Тут мы подходим к предельным величинам ко-

ротких акустических волн», — заканчивает Лебедев.

Вполне понятно, что в лаборатории Лебедева заинтересовались поведением газов и исследованием их внутреннего трения и теплопроводности при низких давлениях. Об этих исследованиях мы скажем ниже, а сейчас перейдем к рассмотрению последних работ самого Лебедева. Среди этих работ первое место занимает исследование давления света на газы.

К этой замечательной работе Лебедев подходил около 20 лет. Еще в 1891 г. он вычислял отталкивательное действие излучения на меньшие тела, показав, что эта сила при определенных размерах тела может превосходить силу всемирного тяготения. Однако для молекул выведенное им выражение силы, как указывал Лебедев, неприменимо, здесь проявляется взаимодействие молекул, которые Лебедев считал взаимодействием резонаторов.

Через десять лет Шварцшильд произвел точный подсчет действия света на шарики и показал, что в зависимости от размера шарика действие проходит через максимум и практически при уменьшении размеров до размеров молекулы становится равным нулю. Поэтому космическое действие светового давления на пылевидную массу, типа хвоста комет, по мнению Шварцшильда, ничтожно. Лебедев, ссылаясь на свою работу 1891 г., указал на неприменимость выводов, полученных для шаров к молекулам. Действие волны на молекулу, которую Лебедев рассматривал как резонатор, определяется ее внутренней структурой и является резко выраженным. В своем исследовании пондеромоторного действия волн на резонаторы, выполненном в 1894—1897 гг., Лебедев обнаружил для акустических и электромагнитных резонаторов отчетливо выраженное действие и на основании этого заключил об аналогичном действии световых волн на молекулы. Легко видеть, как важно было для косми-

ческой физики подтвердить этот вывод. Тогда оправдывалась гипотеза, высказанная еще Кеплером, что солнечный свет давит на хвост комет. Сванте Аррениус в 1901 г. указал на важное значение доказательства существования давления света на газы. «По этим соображениям, — писал Лебедев, — я решил экспериментально изучить ponderomotorное действие света на газы, чтобы подвинуть наши знания о максвелловских силах и в этом направлении».

Идею своего исследования сам Лебедев формулирует так: «Когда пучок белого света проходит через толщу газа, обладающего избирательным поглощением, то лучи света, производя давление на отдельные молекулы, должны заставлять всю массу газа двигаться в направлении распространения света». Измеряемое давление очень мало и при самых благоприятных условиях едва достигает 1% давления, оказываемого тем же пучком на зачерненную поверхность твердого тела. Лебедеву пришлось проявить массу остроумия и изобретательности, чтобы измерить такие ничтожные силы. Прибор, служащий ему для этих целей, он описывает следующим образом: «Исследуемый газ заполняет объем G (окна которого F_1 и F_2 сделаны из флюорита), и пучок света L_1L_2 пронизывает его, не попадая на окружающие стенки. Лучи света производят давление на отдельные молекулы газа и заставляют газ перемещаться в направлении пучка лучей, благодаря чему между окнами F_1 и F_2 образуется разность давлений газа; эта разность стремится выравняться через неосвещенный боковой канал, в котором находится легко подвижный поршень B ; поршень B прикреплен к коромыслу T чувствительных крутильных весов, которые закручиваются, как только на поверхностях поршня устанавливается некоторая разница давлений газа.

Общее количество подходящей энергии можно измерить калоримет-

рически, коэффициент поглощения — с помощью двух термоэлементов. Если диаметр поршня, длина плеча коромысла, величина направляющей силы кварцевой нити D и расстояние шкалы от зеркала известны, то нетрудно вычислить в абсолютной мере ту разницу давлений газа, которой соответствует отклонение коромысла на одно деление шкалы. Тогда возможно количественно проверить основной закон Фитцджеральда*.

Большим препятствием в измерениях является неравномерное нагревание газа лучами и вследствие этого появление конвекционных движений. Чтобы устранить это препятствие, Лебедев примешивал к газу водород, высокая теплопроводность которого позволяет быстро выравнивать температуру в газе. Точность измерений значительно снижается тем, что приходится пользоваться не параллельным пучком, который очень слаб, а сходящимся световым пучком, что приводит к неравномерному распределению давлений в газе. Эти возмущающие давления можно учесть только приближенно, поэтому теория может быть проверена только с точностью до 30%. «Я решил, — пишет Лебедев, — ограничить эту проверку указанной степенью точности, так как ее достаточно для решения основного вопроса о существовании светового давления, а получение более точных цифровых данных представляет задачу огромной экспериментальной трудности». При этом Лебедев в сноске указывает, что и эти измерения заняли более трех лет работы, в течение которых было построено и исследовано более двадцати поршневых приборов разных типов. Приборы Лебедева отличались ювелирной точностью и сами эксперименты

* Закон Фитцджеральда представляет видоизменение законов светового давления для газов. Он имеет вид $p = \alpha \frac{E}{v}$, где

α — коэффициент поглощения, E — лучистая энергия, падающая на слой газа в 1 сек, v — скорость света.

до настоящего времени не были повторены. Итоги своих измерений Лебедев формулирует следующим образом:

1) Существование давления света на газы установлено опытным путем.

2) Величина этого давления прямо пропорциональна энергии пучка света и коэффициенту поглощения газа.

3) В пределах ошибок наблюдений и вычислений соотношение, указанное Фитцджеральдом количественно удовлетворяет наблюдаемым.

Таким образом, гипотеза о давлении света на газы, триста лет тому назад высказанная Кеплером, получила в настоящее время как теоретическое, так и экспериментальное обоснование». Этот непревзойденный эксперимент произвел огромное впечатление на современников. Лебедев был избран почетным членом Лондонского Королевского института, его работы по давлению света были изданы в серии «Остwaldовских классиков точных наук». Опыты Лебедева по световому давлению явились первым экспериментальным доказательством наличия механического импульса у световых квантов. С. И. Вавилов показал, что из опытов Лебедева вытекает взаимоотношение между массой и энергией. Эйнштейн неоднократно привлекал световое давление для элементарных выводов взаимосвязи между массой и энергией. Таким образом принципиальное значение опытов Лебедева оказалось гораздо больше, чем думал сам Лебедев, его опыты оказались не только подтверждением электромагнитной теории света Максвелла, но одним из краеугольных камней квантовой теории света и теории относительности.

После работы над световым давлением на газы Лебедев разрабатывал конструкцию спектрографа для инфракрасных лучей. Наиболее существенной частью спектрографа являлся микрорадиометр, который отличался от аналогичного прибора Бойса тем, что термоэлектрическая

система помещалась в вакууме. Для изменения направляющей силы подвеса Лебедев пользовался методом «диамагнитной астазии». На этом спектрографе К. П. Яковлев должен был исследовать спектры поглощения жидкостей и их паров. Разгром Московского университета прервал работу над спектрографом. «В настоящее время лаборатория научных исследований по физике при Московском университете закрыта», — заканчивал Лебедев свою заметку о спектрографе, объясняя, почему он публикует описание прибора, работа над которым еще не была закончена. Также незаконченной осталась последняя работа Лебедева «Магнитометрическое исследование вращающихся тел». К этой работе его побудило открытие Геля, что вихревые движения фотосферы Солнца порождают магнитные поля. Направление магнитного поля связано с направлением вращения таким образом, что оно соответствует движению свободных отрицательных электрических зарядов. То же самое имеет место и для связи между направлением магнитного поля Земли и ее вращением. Поэтому Лебедев предположил, что причины, порождающие магнетизм, в обоих случаях одинаковы, и задан целью «воспроизвести в лаборатории это космическое явление и непосредственно магнитометрически исследовать магнитные явления, вызванные вращением тел».

Лебедев ставил своей задачей проверить гипотезу возникновения вращения, высказанную Сезерлендом в 1904 г. Согласно гипотезе Сезерленда каждый нейтральный атом представляет собой диполь и при вращении центры отрицательных зарядов описывают большие пути, чем центры положительных. Возникающее магнитное поле обусловлено разностью конвекционных действий отрицательных и положительных зарядов. При этом Сезерленд предполагает, что электрические диполи в атомах направлены по направлению поля тяжести.

Лебедев же предположил, что смещение отрицательных зарядов относительно положительных обусловлено не действием тяготения, а происходит под влиянием центробежных ускорений. Опыты, проведенные с кольцами из эбонита, латуни, воды и бензола, не дали заметных отклонений магнитометра. Поэтому Лебедев заключил, что обе гипотезы магнетизма вращения не выдержали проверки опытом. Но возможны и другие гипотезы о связи вращения материи с образованием магнитных полей, и, кроме того, для обнаружения магнетизма вращения нужна значительно большая чувствительность измерений, чем в опытах Лебедева.

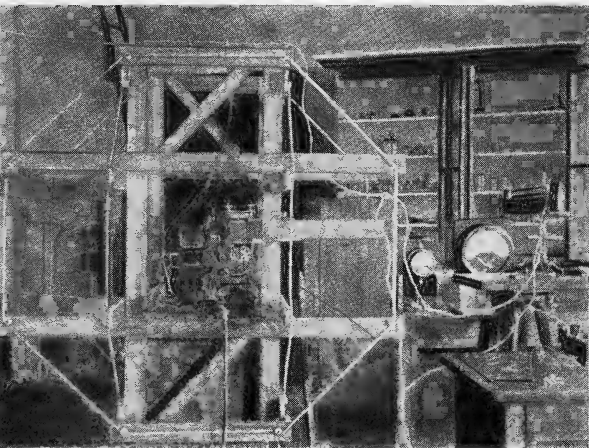
Эти исследования, начатые в университете, продолжались в физической лаборатории Народного университета им. Шанявского, где Лебедев нашел приют вместе с своими

учениками. Однако закончить свою работу Лебедеву не удалось. 1 марта 1912 г. его не стало. Его преждевременная кончина, несомненно, была ускорена разгромом Московского университета, о чем с глубокой горечью и возмущением писал в своем некрологе К. А. Тимирязев.

Из работ лебедевской школы, продолжавшихся после его смерти, мы рассмотрим исследования по молекулярной физике А. К. Тимирязева и исследования по магнетизму В. К. Аркадьева.

Как известно, Максвелл в 1860 г. установил, что внутреннее трение в газах не зависит от давления. Справедливость этого вывода, несмотря на его кажущуюся парадоксальность, была подтверждена экспериментально в широких пределах изменения давления. Однако вывод Максвелла получен в предположении, что средняя длина свободного

Рабочая комната Лебедева.



пробега мала по сравнению с толщиной слоя газа, находящегося между движущимися стенками. Если же это условие не соблюдается и средняя длина свободного пробега становится сравнимой с размерами «зазора» между стенками, то наблюдаются отступления от закона Максвелла. В 1875 г. Варбург и Кундт показали, что при низких давлениях наблюдается скольжение молекул газа вдоль движущейся стенки. Величина этого скольжения обратно пропорциональна давлению. Далее М. Смолуховский показал, что при низких давлениях на границе твердого тела и газа существует скачок температуры, соответствующий скольжению. В опытах П. П. Лазарева, проведенных в лаборатории Лебедева, измерялась температура газа вблизи стенки. Опыты подтвердили выводы Смолуховского о

наличии вблизи стенки температурного скачка. Дальнейшее исследование скольжения и его связи с температурным скачком и составляло задачу А. К. Тимирязева, который поставил целью своей работы выяснение «количественной связи между коэффициентами скольжения и температурного скачка, пользуясь теорией Максвелла, принимающей молекулы за центры сил и обладающей рядом существенных преимуществ перед теорией молекул — упругих шаров, принятой Кундтом и Варбургом».

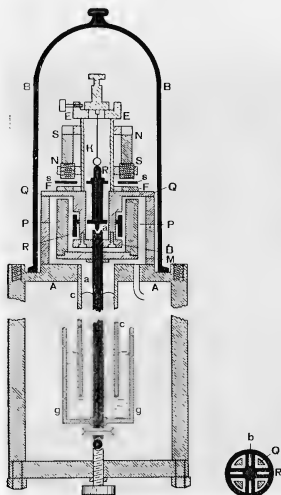
Кроме Кундта и Варбурга, измерения скольжения газов при низких давлениях с помощью радиометра проводил Крукс в 1882 г. Непосредственно перед тем, как Тимирязев по предложению Лебедева приступил к своей работе, опыты, аналогичные опытам Кундта и Варбурга, проводил Хогг в Гарвардском университете (1909). Эти опыты в основном подтвердили результаты Кундта.

Тимирязев исследовал внутреннее трение в разреженных газах теоретически и экспериментально. Предполагая вместе с Максвеллом, что молекулы являются центрами сил и взаимодействуют с силами отталкивания обратно пропорциональными пятой степени расстояния, а также используя приближенное значение функции распределения скоростей, данное Больцманом для случая движения слоев газа параллельно некоторой плоскости со скоростями, пропорциональными расстоянию от плоскости, Тимирязев получил соотношение между коэффициентом скольжения a_0 и коэффициентом температурного скачка γ в виде

$$a_0 = \frac{8}{15} \gamma.$$

Эксперимент состоит в следующем. На тонкой проволоке подвешивают металлический цилиндр, который помещают внутри полого цилиндра. Этот цилиндр приводят во вращение, благодаря чему происходит передача количества движения моле-

Прибор Тимирязева.



кулами газа подвешенному цилиндру. Переданное количество движения определяется по закручиванию проволоки, на которой висит цилиндр. Весь прибор помещается под колоколом воздушного насоса, так что передачу движения можно изучать при различных давлениях. Расчеты Тимирязева показали, что количество движения, передаваемое ежесекундно через единицу площади, равно

$$G = \frac{f}{2-f} v p \sqrt{\frac{M}{2\pi R_0 T}},$$

где f — доля молекул, «поглощаемая» стенкой при ударе молекул, v — скорость внешнего цилиндра, p — давление, R_0 — газовая постоянная, T — абсолютная температура. Результаты своего исследования Тимирязев суммирует в следующих пунктах:

«1. Был выработан метод стационарного отклонения, позволяющий удобно исследовать явление трения в газах в области давлений от 760 до 0,001 мм рт. ст.

2. На основании теории Максвелла—Больцмана была вычислена величина G — количество движения, передаваемое газом в единицу времени через 1 см², как функция давления. Это вычисление показывает:

а) При больших разрежениях на границе твердого тела появляется скольжение, открытое Кундтом и Варбургом и выведенное ими теоретически другим путем. Это скольжение, определяемое величиной

$$a = \frac{a_0}{p} = c\lambda,$$

пропорционально средней длине пути и, следовательно, обратно пропорционально давлению в согласии с прежним выводом Кундта и Варбурга.

в) Коэффициент скольжения a_0 связан с коэффициентом температурного скачка следующим простым соотношением:

$$a_0 = \frac{8}{15} \gamma.$$

3. Величина a_0 была вычислена на основании измерений температурного скачка, и, таким образом, были построены теоретические кривые, изображающие перенос количества движения G как функцию $\log p$.

4. Опыты с воздухом и углекислотой подтвердили вышеуказанные теоретические расчеты.

5. Если длина свободного пути λ больше зазора $\Delta = R_2 - R_1$, то передача количества движения не зависит от зазора; результат, непосредственно вытекающий из молекулярной теории.

6. Для давлений, при которых $\lambda > \Delta$, передача количества движения пропорциональна давлению.

7. Теоретическая величина переноса количества движения для области $\lambda > \Delta$ может быть вычислена на основании кинетической теории независимым путем.

8. Кривая $G = f(\log p)$ имеет точку перегиба: давление p , соответствующее этой точке, обратно пропорционально Δ . Этот результат был предсказан П. Н. Лебедевым».

В связи с п. 6 Тимирязев замечает, что полученная закономерность может быть использована для конструкции измерителя малых давлений аналогичного «абсолютному манометру» Кнудсена (1910). Такой измеритель был построен механиком Лебедева А. И. Акуловым по проекту Тимирязева.

Работа А. К. Тимирязева, а также работы П. П. Лазарева «О температурном скачке» (1910) принадлежали тому направлению, которое Лебедев назвал «химическим», противопоставляя его «физическому» направлению, изучающему явления в «эфире». П. П. Лазарев был ближайшим помощником П. Н. Лебедева и вместе с ним организовал по уходу из университета новую физическую лабораторию при университете им. Шанявского. Им совместно с П. Н. Лебедевым был составлен проект нового здания Физического института при университете им. Шанявского. П. Н. Лебедев соста-



П. П. Лазарев.

вил карандашные эскизы будущего здания института. Архитектор А. Н. Соколов составил проект и выполнил гипсовую модель здания института. Этот проект не мог быть осуществлен полностью из-за недостатка средств. В конце 1914 г. П. П. Лазарев представил новый проект здания института, который после исправлений и доделок был утвержден строительной комиссией, и весной 1915 г. началось строительство института, законченное в декабре 1916 г. С 1 января 1917 г. Физический институт начал функционировать. Его директором был утвержден П. П. Лазарев. После Октябрьской революции на базе этого института был организован Научно-исследовательский институт биофизики Наркомздрава РСФСР — один из первых советских физических институтов. В дальнейшем после перевода Академии наук в Москву в этом здании размещался Физический институт Академии Наук СССР им. П. Н. Лебедева. Таким образом, один из первых центров советской физики вышел из скромной лаборатории П. Н. Лебедева, подготовивший первый отряд советских физиков.

Работы самого Лазарева по фотохимии и биофизике (ионная теория возбуждения) были начаты еще в 1907 г. при жизни Лебедева, но его итоговые работы «Основы учения о химическом действии света» и «Ионная теория возбуждения» вышли уже после Октябрьской революции и их целесообразно рассмотреть в общей связи с деятельностью Государственного биофизического института*.

Из лаборатории Лебедева вырос и другой центр советской физики в Москве — Московская магнитная лаборатория, руководимая В. К. Аркадьевым.

Аркадьев начал научную работу в 1904 г. еще студентом I курса университета в лаборатории Н. А. Умова и в том же году стал усердно посещать коллоквиум П. Н. Лебедева. Он внимательно слушал доклады участников коллоквиума и прения по ним, однако сам активного участия в докладах и дискуссиях не принимал. В 1905 г. после коллоквиума ему представилась возможность побеседовать с П. Н. Лебедевым, поинтересовавшимся его научными планами. Аркадьев еще в гимназии в 1902 г. задумал опыт об определении влияния движения Земли на излучение. «В течение ряда лет, — писал Аркадьев, — я придумывал разные варианты опыта для решения вопроса о движении Земли и всей солнечной системы относительно мирового эфира». В беседе Лебедев резко критиковал задуманный опыт, указывая на его неосуществимость. «После разговора я перестал возиться с моим прибором и оставил надежду закончить эту работу. Может быть, и не напрасно: обнародованный через несколько месяцев принцип относительности Эйнштейна предсказал бесплодность подобных опытов». Это интересное свидетельство Аркадьева об отрица-

* Эти работы вместе с другими работами советских ученых, относящимися к периоду становления советской физики, рассматриваются в книге «Основатели советской физики». М., «Просвещение», 1970.

тельном отношении Лебедева к опытам, имеющим целью обнаружить влияние движения Земли, показывает, что Лебедев до Эйнштейна пришел к мысли о бесплодности таких опытов. К этому выводу его привели как собственные попытки обнаружить такое влияние, так и глубокое изучение научной литературы по этому вопросу.

Лебедев, однако, заинтересовался пытливым студентом, посоветовал ему пройти общий практикум под руководством проф. А. П. Соколова, больше читать, обдумывать проекты новых опытов и исследований. В ноябре 1906 г. Лебедев вызвал Аркадьева для переговоров о научной работе. Аркадьев уже в то время интересовался зависимостью проницаемости железа от частоты изменений магнитного поля. Однако Лебедев предложил ему разработать спектрограф для инфракрасных волн, и Аркадьев приступил к проектированию вакуумного микрорадиометра для автоматической записи энергии в спектре. Но вскоре Лебедев после одной лекции курса «Современные задачи физики» изменил тему работы Аркадьева. На этой лекции Лебедев рассказывал об опытах Хагена и Рубенса, в которых обнаружилась потеря способности ферромагнитных металлов намагничиваться для длинных инфракрасных волн. Лебедев предложил Аркадьеву выяснить, способны ли ферромагнитные металлы намагничиваться в наиболее коротких герцевых волнах.

«Я охотно взял эту тему, — писал Аркадьев — она как нельзя более отвечала моему собственному желанию исследовать намагничивание в переменных полях. Этот разговор определил направление значительной части моих научных работ в дальнейшем. Я начал работать в лаборатории П. Н. под его непосредственным руководством в начале февраля 1907 г. Для исследования свойств ферромагнитных металлов я сначала брал их в виде порошков, которые смешивал с парафином. Из этой смеси пригото-



В. К. Аркадьев в лаборатории П. Н. Лебедева.

ляли призмы, в которых измерялось преломление лучей коротких (3 см) герцевых волн. Встретившиеся в этой работе трудности несколько задерживали ее ход. В начале октября ко мне после лекции зашел П. Н. и предложил перейти на другой метод изучения магнитных свойств — путем измерения отражения герцевых волн от тонких металлических проволок. Эта работа была мною окончена в 1908 г. В ней впервые было обнаружено сильное падение магнитных свойств железа, никеля и стали при уменьшении длины волны от 30 до 3 см. В конце 1909 г. по предложению П. Н. мною было начато исследование магнитных свойств путем измерения поглощения герцевых волн в параллельных проволоках. Обе работы были мной опубликованы уже после смерти П. Н., когда введением комплексной проницаемости мне удалось устранить кажущееся количественное разногласие результатов, полученных двумя названными методами».

Рассказ Аркадьева не только вновь напоминает нам о Лебедеве и его методах работы с научной молодежью, но и содержит точное

изложение развития идей самого Аркадьева. Первое научное выступление Аркадьева состоялось на втором менделеевском съезде в 1911 г., на котором Аркадьев демонстрировал опыты по дифракции Френеля. Полное описание этих опытов появилось в журнале Русского физико-химического общества за 1912 г., а великолепные фотографии Аркадьева и поныне фигурируют в учебниках и руководствах по физике. На том же менделеевском съезде 1911 г. Аркадьев делал доклад о магнитных свойствах железа и никеля при быстрых колебаниях. Это была именно та генеральная тема, о которой рассказывал Аркадьев в своих воспоминаниях о Лебедеве. В 1912—1914 гг. появляется на русском и немецком языках ряд работ Аркадьева, в которых развивается эта тема. Статья «Поглощение электрических волн в параллельных проволоках», опубликованная на русском языке в ЖРФХО за 1912 г., и на немецком языке в «Annalen der Physik» за 1919 г., представляла часть исследования магнитных свойств железа в быстропеременных электромагнитных полях. В этой части исследования были получены чистые затухающие волны в проволочках от 73,7 до 1,27 см. Закон поглощения этих волн в проволоках оказался экспоненциальным. Измерения коэффициента поглощения дали кривую, показывающую быстрое падение проницаемости в высокочастотных полях. Вычисление из коэффициентов поглощения значений магнитной проницаемости показали, что для мягкого железа она при длине волны 1,31 см спускается от значения 93 до 8 и для никеля от 20 до 1 при $\lambda = 0,053$ мм. Экстраполируя эти результаты, Аркадьев приходит к выводу, что и в области коротких электромагнитных волн магнитная проницаемость ферромагнетиков равна 1, как и в опытах Рубенса с инфракрасными волнами.

В 1913 г. в ЖРФХО появилась статья Аркадьева «Отражение элект-

рических волн от проволок». Цель этой статьи была та же, что и в предыдущем исследовании. Принцип работы Аркадьев формулирует так: «По мысли проф. П. Н. Лебедева, по предложению которого была сделана настоящая работа, я воспользовался только что тогда обнаруженным (здесь Аркадьев ссылается на работу К. Шефера и М. Лаугвица, опубликованную в 1907 г.) свойством редких герцевых решеток заметно поглощать энергию электрических волн. Это поглощение увеличивается по мере уменьшения числа проволок в решетке, достигая максимума при одной отдельной проволоке. В последующем описаны измерения с решетками в четыре проволоки и особый прием исследования одной отдельной проволоки».

В статье описаны измерения с герцевскими вибраторами специальной конструкции, волны которых падают на решетку из четырех длинных проволок, отстоящих на расстоянии друг от друга, либо на отдельную проволочку. Измерения дали следующие результаты.

«1. Магнитные свойства всех исследованных ферромагнитных металлов при быстрых электрических колебаниях стоят в том же соотношении, как и в постоянных полях.

2. Их магнитные свойства уменьшаются с длиной волны.

3. Их магнитные свойства стремятся к исчезновению при длине волны около 1 см, что можно обнаружить при помощи графической экстраполяции».

Этот результат был получен Аркадьевым еще в 1907 г. и совпадает с результатом исследования поглощения электрических волн в проволоках.

Результаты этих двух исследований потребовали обобщения. В том же томе ЖРФХО, в каком была напечатана описанная только что работа, была помещена краткая заметка Аркадьева «Ферромагнитные свойства металлов как функция дли-

ны волны». Упомянув здесь ряд исследований ферромагнитных свойств в быстропеременных полях, начиная с работы Феддерсена 1859 г. и кончая исследованиями Гагена и Рубенса в 1903 г., Аркадьев писал: «Интересуясь этим вопросом, в основе которого лежит вопрос о подвижности молекулярных магнитов Вебера, я попытался подойти к нему разными путями, между прочим, исследуя скорость распространения намагничивания в железе, и еще в 1905 г. в Московском университете в лаборатории проф. Н. А. Умова производил в этом направлении предварительные опыты. В 1907 г. по предложению проф. П. Н. Лебедева я приступил к исследованию в его лаборатории намагничивания ферромагнитных металлов в полях наиболее коротких электрических волн. Для этого сначала я занялся исследованием отражательных способностей тонких проволок для электрических волн, впоследствии, в 1910—1911 гг. мне для этого служил метод исследования поглощения электрических волн, распространяющихся вдоль двух параллельных проволок.

Измерения, произведенные по тому и по другому методу и с разными материалами, мне показали, что магнитные свойства железа, стали и никеля быстро падают, начиная с $\lambda = 15$ см, и исчезают при длине волны около 1 см».

Далее Аркадьев указывает, что проницаемость, вычисляемая обычным способом из сопротивления проволок высокочастотному току, не дает величин, прямо характеризующих магнитную индукцию. Он предполагает дать теорию явлений, исходя из гипотезы Вебера о молекулярных магнитах. Эта теория и была им дана в статье «Теория электромагнитного поля в ферромагнитном металле», опубликованной в ЖРФХО в 1913 г. и на немецком языке в «Physikalische Zeitschrift» в том же году. Такие магниты будут совершать вынужденные колебания в переменных полях. Угол β откло-

нения магнита подчиняется уравнению

$$K \frac{d^2\beta}{dt^2} + p \frac{d\beta}{dt} + mD\beta = mH \sin \alpha,$$

здесь K — момент инерции элементарного магнита, p — момент силы трения, D — направляющая сила, m — магнитный момент магнита. Собственный период T_0 магнита в отсутствие затухания определяется равенством

$$T_0 = 2\pi\tau_0 = 2\pi \sqrt{\frac{K}{mD}}.$$

Период вынужденных колебаний

$$T = 2\pi\tau; \frac{\tau_0}{\tau} = \frac{T_0}{T} = v; p = \Theta\tau_0 mD.$$

Тогда

$$\beta = \frac{\frac{H}{D} \sin \alpha}{1 + i\Theta v - v^2}.$$

Аркадьев далее вводит *магнитный ток*, величина которого определяется им как

$$S_m = \frac{\mu' \partial H}{4\pi \partial t} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial Q}{\partial t} \right).$$

Здесь $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial t}$ — магнитный ток в вакууме, аналогичный электрическому току смещения, $\frac{\partial Q}{\partial t}$ — ток, обусловленный движением магнитных масс Q . При этом

$$Q = \frac{v}{1 + i\Theta v - v^2} H.$$

Отсюда

$$\mu' = 1 + \frac{\mu_\infty - 1}{1 + i\Theta v - v^2},$$

где $\mu_\infty = 1 + 4\pi\chi$ — предельное значение μ при нулевом поле. Аркадьев вводит понятие *магнитной проводимости* q . Тогда магнитный ток

$$S_m = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + qH$$

по аналогии с электрическим током

$$S_e = \frac{e}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E$$

Если $H = Ae^{\frac{i}{\tau}t}$, то

$$H = -i\tau \frac{\partial H}{\partial t} = -i \frac{T}{2\pi} \frac{\partial H}{\partial t}$$

и $S_m = \frac{\mu - i2qT}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\mu'}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial t}$.

Отсюда комплексная магнитная проницаемость

$$\mu' = \mu - i2qT$$

по аналогии с комплексной диэлектрической постоянной

$$\epsilon' = \epsilon - i2\sigma T.$$

Так как, с другой стороны,

$$\mu' = 1 + \frac{\mu_\infty - 1}{1 + i\Theta v - v^2},$$

то

$$\mu = 1 + (\mu_\infty - 1) \frac{1 - v^2}{\Theta^2 v^2 + (1 - v^2)^2},$$

$$q = \frac{\mu_\infty - 1}{2T_0} \cdot \frac{\Theta v^2}{\Theta^2 v^2 + (1 - v^2)^2}.$$

Таким образом, Аркадьев обобщает уравнения Максвелла, введя магнитную проводимость, что придает им симметричную форму:

$$\frac{\epsilon}{c} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} E = \text{Curl } H,$$

$$\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{4\pi q}{c} H = -\text{Curl } E.$$

ϵ , σ , μ , q — характеристики вещества, зависящие от протекающего в них процесса. Аркадьев рассматривает распространение электромагнитных волн в этой «бикомплексной» среде. Электромагнитная волна в веществе описывается уравнением

$$X = X_0 e^{\frac{i}{\tau} \left[t - \frac{z}{c} (n - i\kappa) \right]},$$

где

$$n^2 =$$

$$= \frac{\sigma q}{2} \left[V \left(\frac{\epsilon \mu}{\sigma q} - 4T^2 \right)^2 + 4T^2 \left(\frac{\mu}{q} + \frac{\epsilon}{\sigma} \right)^2 + \frac{\epsilon \mu}{\sigma q} + 4T^2 \right],$$

$$\kappa^2 =$$

$$= \frac{\sigma q}{2} \left[V \left(\frac{\epsilon \mu}{\sigma q} - 4T^2 \right)^2 + 4T^2 \left(\frac{\mu}{q} + \frac{\epsilon}{\sigma} \right)^2 - \frac{\epsilon \mu}{\sigma q} + 4T^2 \right].$$

Когда $\frac{\epsilon}{2\sigma T} \ll 1$, то

$$n^2 = \sigma T (\sqrt{\mu^2 + 4q^2 T^2} - 2qT),$$

$$\kappa^2 = \sigma T (\sqrt{\mu^2 + 4q^2 T^2} + 2qT).$$

При $q=0$ эти выражения переходят в известные формулы металлооптики $n^2 = \kappa^2 = \sigma T \mu$. Отсюда Аркадьев заключает, что при $q \neq 0$ роль μ заменяют числа

$$\mu_n = \sqrt{\mu^2 + 4q^2 T^2} - 2qT$$

и

$$\mu_\kappa = \sqrt{\mu^2 + 4q^2 T^2} + 2qT,$$

которые он назвал «кажущейся проницаемостью». Эти величины получаются из опытных данных по формулам $n^2 = \sigma T \mu_n$, $\kappa^2 = \sigma T \mu_\kappa$. Введение магнитной проводимости привело Аркадьева к выводу, что наряду с электрической дисперсией и электрическим спектром существуют магнитная дисперсия и магнитные спектры. Дальнейшие исследования В. К. Аркадьева и его учеников, проведенные уже в советское время, развили новую область физики — магнитную спектроскопию. Работы Аркадьева, о которых говорилось выше, были своеобразным «заделом» одного из важных направлений советской физики.

В. К. Аркадьев углубил также представления о намагничивании вещества в постоянном магнитном поле. В статье «Магнитные коэффициенты, форма, вещества и тела», опубликованной в ЖРФХО в 1914 г., он рассмотрел влияние формы тела на намагничение. Если в теле, внесенном в однородное магнитное поле H , создается однородное поле H_i , то суперпозиция обоих однородных полей, из которых H_i направлено противоположно полю H , и называется намагничивающим полем, дает поле h , являющееся истинным возбудителем магнетизма в теле.

При этом

$$h = H - H_i,$$

$$H_i = nI,$$

где n — размагничивающий фактор и $h = H - nI$. Так как h является истинным возбудителем магнетизма в теле, то намагничение I равно также $I = \kappa_h h$. Из этих формул следует

$$h = H \frac{1}{1 + 4\pi n \kappa_h} \text{ и } H = h(1 + n \kappa_h).$$

Размагничивающий фактор n зависит от формы тела. Индукция $B = \mu_h h$, где $\mu_h = 1 + 4\pi \kappa_h$. Аркадьев вводит восприимчивость тела κ_1 и проницаемость тела μ_1 , где эти величины определяются и геометрией тела, и его физической структурой. При этом

$$I_h = \kappa_1 H, \quad B_h = \mu_1 H.$$

Так что $\kappa_h h = \kappa_1 H$, $\mu_h h = \mu_1 H$ и, следовательно,

$$\kappa_1 = \kappa_h \frac{1}{1 + n \kappa_h},$$

$$\mu_1 = \mu_h \frac{4\pi}{4\pi + n(\mu_h - 1)},$$

κ_h и μ_h являются соответственно восприимчивостью и проницаемостью вещества. Как видно, проницаемость и восприимчивость тела возрастают с ростом проницаемости и восприимчивости вещества. Предельные значения этих величин при неограниченном возрастании κ_h и μ_h Аркадьев называет проницаемостью формы K и M , где

$$K = \lim_{\kappa_h \rightarrow \infty} \kappa_1 = \frac{1}{n}, \quad M = \lim_{\mu_h \rightarrow \infty} \mu_1 = \frac{4\pi}{n}.$$

«Как коэффициенты формы, так и коэффициенты вещества можно рассматривать как некоторые предельные значения коэффициентов тела: мы приходим к первым при возрастании до бесконечности коэффициентов вещества и ко вторым при возрастании до бесконечности коэффициентов формы».

В дальнейшем, разрабатывая эти идеи, Аркадьев показал, что в связи со сложностью процессов намагничивания в ферромагнетиках приходится ввести самые различные

проницаемости, он насчитывал их свыше 70.

Аркадьев, как Тимирязев и Лазарев, выполнял свои работы после ухода из университета, в научном институте при университете Шанявского. После Октября их пути разошлись — Аркадьев и Тимирязев ушли в МГУ, Лазарев организовал Государственный биофизический институт. Из школы Лазарева вышли такие видные физики, как будущий президент АН СССР С. И. Вавилов, акад. Г. А. Гамбурцев, В. В. Шулейкин, П. А. Ребиндер, Н. Н. Андреев, бессменный редактор журнала «Успехи физических наук» Э. В. Шпольский, чл.-корр. А. С. Предводителев, В. Л. Левшин, С. Н. Ржевкин, Б. В. Ильин, В. К. Семенченко и др. Аркадьев организовал в 1919 г. в университете магнитную лабораторию, из которой вышли видные советские физики: акад. Б. А. Введенский, Н. С. Акулов, К. Ф. Теодорчик, Е. И. Кондорский, Н. Н. Малов и др. Так из школы П. Н. Лебедева возник московский отряд советских физиков.

ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

Если основателем советской физики в Москве был П. Н. Лебедев и его ученики, то в Петербурге сложилось несколько центров, возникших из университета, Политехнического института и Академии наук. Ведущими организаторами советской физики были два замечательных ученых: Д. С. Рождественский и А. Ф. Иоффе.

Дмитрий Сергеевич Рождественский родился 7 апреля 1876 г. в Петербурге в семье учителя гимназии. После окончания гимназии в 1894 г. (гимназию Рождественский окончил с серебряной медалью) он поступил на естественное отделение физико-математического факультета, но вскоре перешел на математическое отделение, которое окончил в 1900 г. по физической специальности. После окончания университета, проработав



Д. С. Рождественский.

год лаборантом в Военно-медицинской академии, Рождественский уезжает для продолжения образования в Германию. Вернувшись из-за границы в 1903 г., он поступает в Петербургский университет лаборантом. В 1907 г. он вновь уезжает за границу и работает в Парижском университете. В 1910 г. он возвращается в Петербургский университет, где ведет педагогическую и научную работу. Его научные интересы в этот период сосредоточиваются на оптике, а именно на явлении аномальной дисперсии. Этому явлению была посвящена его магистерская диссертация «Исследования аномальной дисперсии в парах натрия», которую он блестяще защитил в 1912 г. После защиты он становится приват-доцентом Петербургского университета и продолжает работать над аномальной дисперсией. Результатом этой работы явилась докторская диссертация «Простые соотношения в спектре щелочных металлов», которую он успешно защитил в 1915 г. В 1916 г. он избирается профессором Петербургского университета. После Октября он становится организатором и руководителем Оптического института.

В 1929 г. его избирают действительным членом Академии наук СССР. Умер Рождественский 25 июня 1940 г.

Остановимся подробнее на классических исследованиях Рождественского по аномальной дисперсии, проведенных им в рассматриваемый период. Свою магистерскую диссертацию «Аномальная дисперсия в парах натрия» он начинает словами: «Исследования дисперсии и поглощения света занимают обширное место в физической литературе последних десятилетий. За это время возникли и получили самостоятельное положение в физике целые новые области явлений; достаточно назвать радиоактивность. И все-таки наряду с ними оптические явления сохраняют свое крупное место в качестве могучего орудия для исследования материи».

Рождественский указывает далее на теорию дисперсии Гельмгольца и объяснение Лоренцем явления Зеемана, которое ввело оптику в схему электронной теории. «Дальнейшее широкое развитие магнитооптики Фогтом ясно показало, что теория, связывающая поглощение и дисперсию, является необходимым фундаментом для объяснения всякого оптического явления».

Смысл этого утверждения Рождественского состоит в том, что и в теории магнитооптических явлений Лоренца—Фогта, и в электромагнитной теории дисперсии исходным пунктом является представление об упруго связанном электроны (или вообще заряженной частице) — излучателе электромагнитных волн.

Наряду с теоретическим исследованием дисперсии в начале XX столетия интенсивно развернулись экспериментальные исследования. Выдающийся американский оптик Роберт Вуд в 1901 г. начал серию работ, посвященных аномальной дисперсии паров натрия. Метод Вуда Рождественский описывал следующим образом: «Кусочек Na помещался в трубке, закрытой с обеих сторон стеклянными пластинками и

наполненной водородом или же эвакуированной». Средняя часть трубки, где был Na, подогревалась снизу горелкой; металл испарялся, так что образовывались слои паров, внизу большой плотности, сверху — меньшей. Пары с подобным распределением плотностей действуют как призма, повернутая ребром кверху, т. е. отклоняют лучи, показатель преломления которых больше единицы, к основанию призмы и, обратно, отклоняют их к ребру призмы, если показатель преломления меньше единицы. Подобная призма помещалась в обычную схему скрещенных призм Кундта*, причем роль второй призмы играл спектроскоп. В фокальной плоскости зрительной трубы на матовую пластинку проектируется до нагрева трубки с Na узкая спектральная полоса, положение середины которой отмечается карандашом. При нагревании трубки полоса эта получает характерные для аномальной дисперсии изгибы вблизи линии и снова очерчивается карандашом. При охлаждении трубки констатируется, что полоса вернулась точно в прежнее положение. Для определения длин волн отмечается на пластинке положение различных спектральных линий».

В 1901 г. итальянский физик Пуччианти предложил интерференционный метод для исследования аномальной дисперсии в парах металлов. Сущность этого метода Рождественский описывает следующим образом: «Два когерентных белых пучка света, интерферируя, дают горизонтальные интерференционные полосы по вертикальной щели спектроскопа. Тогда в окуляре спектроскопа виден спектр с горизонтальными интерференционными полосами. Центральная белая полоса, соответствующая нулю разности хода, строго горизонтальна. Полосы высших порядков наклонны, так как

разность хода пропорциональна длине волны...»

Далее Рождественский описывает, что получится, если на пути одного из интерферирующих лучей поместить пластинку толщиной d с показателем преломления n . В этом случае полосы, и прежде всего горизонтальная полоса, сместятся на величину $y' = \frac{(n-1)d}{b}$. Положив $n-1 = f(\lambda)$, мы видим, что в спектроскопе нулевая полоса начертит кривую дисперсии $y' = \frac{f(\lambda)d}{b}$. Рождественский указывает, что этот изящный метод был предложен в 1875 г. Э. Махом и применялся Г. Ознобишиным. «С тех пор этот метод был забыт, и через 30 только лет, не зная, по-видимому, об опытах Маха и Ознобишина, его вновь применил Пуччианти».

Сам Рождественский, применяя метод Пуччианти, использовал видоизмененный интерферометр Жамена. Этот интерферометр был разработан и сконструирован самим Рождественским и потому в литературе называется интерферометром Рождественского. Основными частями этого интерферометра были четыре плоскопараллельные пластинки $I_1 I_2 I_3 I_4$, устанавливаемые параллельно друг другу. На пути интерферирующих лучей ставились две трубки T и T_1 , одна из которых T заполнялась парами натрия. Получающиеся полосы интерференции отбрасывались на щель спектрографа с дифракционной решеткой Роу-ланда. Спектр фотографировался и получились знаменитые спектрограммы Рождественского, ярко изображающие ход аномальной дисперсии вблизи линий натрия D_1 и D_2 .

В дальнейшем Рождественский для более детального изучения хода аномальной дисперсии разработал замечательный метод, названный им методом крюков. Суть метода заключалась в том, что на пути второго интерференционного пучка помещалась стеклянная пластинка.

* Метод скрещенных призм был предложен Ньютоном.

Эта пластинка будет создавать наклон интерференционных полос в сторону, обратную наклону от аномальной дисперсии. Там, где наклон от пластинки больше наклона от паров, преобладает наклон от пластинки; там, где пары создают больший наклон, дело обстоит обратным образом; там, где эти наклоны уравниваются, получается минимум. В результате получаются характерные изогнутые линии — «крюки». Тщательные исследования и измерения Рождественского привели его к выводу, что формула Зеллмейера вблизи линий поглощения D_1 и D_2

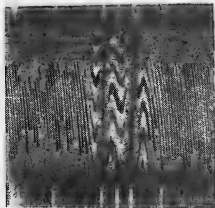
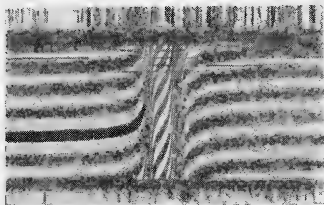
$$n - 1 = \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

экспериментально подтверждается с точностью до 2,5%. При этом отношение констант $\frac{a_1}{a_2}$ для линий D_1 и D_2 оказалось с точностью до 2%

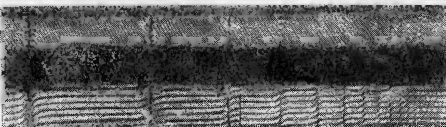
равным 1,98. Оценивая метод крюков, Рождественский отметил, что он оказался очень удобным и дает возможность определения длин волн собственных колебаний вибратора.

Рождественский обнаружил также наличие определенных отступлений от формулы Зеллмейера, которые, однако, настолько малы, что нецелесообразно придумывать новые гипотезы для их объяснения.

В 1915 г. Рождественский выступил с докторской диссертацией «Простые соотношения в спектрах щелочных металлов». Эта работа, как он сам пишет, «представляет естественное продолжение вышедшего в 1912 г. труда под заглавием «Аномальная дисперсия в парах натрия». Рождественский считает необходимым углубить изучение дисперсии, с тем чтобы «приблизиться с его помощью к вопросу о строении атома».



Фотографии аномальной дисперсии Рождественского.



Продвижение в исследовании дисперсии Рождественский намечал в трех направлениях: 1) измерение дисперсии внутри линий поглощения, 2) техника работы около других линий спектров щелочных металлов, 3) исследование отношений чисел колеблющихся электронов для целого ряда спектральных линий. В первом направлении Рождественский вынужден был ограничиться только качественным наблюдением внутри линий D_1 и D_2 без количественных измерений, и главной оказалась последняя задача, попутно с которой решалась и вторая. При этом оказалось, что эти отношения выражаются простыми числами. Так, найденные уже в работе 1912 г. отношения чисел электронов для линий дублета натрия D_1 и D_2 оказались близкими к 2. Здесь эти «наблюдения распространены на 9 дублетов и в шести случаях отношения, несомненно, выражаются отношениями очень небольших целых чисел. Для остальных трех дублетов окончательно установлено этого факта помешали экспериментальные трудности. Полученные числовые отношения не зависят ни от температуры, ни от плотности поглощающего пара».

Рождественский полагает, что эти простые соотношения соответствуют относительной простоте спектрального расщепления линий в магнитном поле и поэтому помогут построить теорию этого расщепления. Существенно, что именно этой работой Рождественский связывает теорию дисперсии и исследование спектров с фундаментальной проблемой строения атома. Об успехах в решении этой проблемы (теория Бора, исследования Мозли и рентгенокопия) он говорит во введении к своей работе. Но это означает, что Рождественский полностью осознал важное значение оптической спектроскопии для развития атомной физики. Именно эта мысль была положена им в основу научных работ Оптического института, организованного им после Октября.



А. Ф. Иоффе.

АБРАМ ФЕДОРОВИЧ ИОФФЕ

Другим центром будущей советской физики в Петербурге был Политехнический институт, в котором начал свою научную деятельность в России выдающийся организатор советской физики Абрам Федорович Иоффе.

Абрам Федорович Иоффе родился 29 октября 1880 г. в г. Ромны Полтавской губернии. Окончив в 1897 г. Роменское реальное училище (с дополнительным классом), он в том же году поступил в Петербургский технологический институт. После окончания Петербургского технологического института он по совету профессора физики этого института Н. А. Гезехуса и президента Палаты мер и весов профессора Н. Г. Егорова поехал в Мюнхен к знаменитому автору открытия лучей, носящих его имя, — Рентгену. В Мюнхен Иоффе приехал в декабре 1902 г.

Основной целью 22-летнего физика было получение экспериментальной подготовки, которой он не мог получить в Петербурге. Рентген сразу направил его в физический практикум, состоящий из 100

задач. По окончании практикума Рентген поручил Иоффе сравнить новый метод Друде измерения диэлектрических постоянных со старым. Затем Иоффе занимался проверкой опытов Кюри по выделению энергии радием и по выяснению процесса выделения этой энергии, для чего в первую очередь Иоффе начал изучать магнитные свойства радия.

После этих опытов Рентген назначил Иоффе своим ассистентом и поручил ему исследовать причину пьезоэлектрических явлений. Необходимо было выяснить, что вызывает эти явления: упругое напряжение кристалла или деформация его частей. Так Иоффе вошел в область физики твердого тела, которая на всю жизнь стала основной областью его научных интересов. Первый вопрос, рассмотренный Иоффе в связи с исследованием пьезоэлектричества, был вопрос о природе упругого последействия. Явления последействия показывают, что форма и размеры твердого тела зависят от предыдущей истории. Но еще Максвелл показал, что в неоднородных веществах могут иметь место явления, аналогичные внутреннему трению или упругому последействию. «Возникает вопрос, — писал Иоффе, — является ли неоднородность единственной причиной последействия. Не окажется ли правильно построенный одиночный кристалл совершенно свободным от какого-либо последействия».

Иоффе исследовал это на кварце, что соответствовало вопросу, поставленному Рентгеном о причинах пьезоэлектричества. «В первом примененном мною методе я пользовался пьезоэлектричеством для измерения последействия. Тонкая пластинка кварца, вырезанная перпендикулярно к пьезоэлектрической оси с главной осью, направленной по ширине пластинки, была снабжена серебряными электродами и подвергалась нагрузке... Один из электродов был заземлен. Другой

сначала под нагрузкой кратковременно заземлялся, а потом присоединялся к электрометру».

Однако этот метод не давал надлежащей точности. Эффект последействия не превышал возможных ошибок. Поэтому Иоффе перешел к другому — интерференционному методу. Иоффе измерял изгиб пластинки, опирающейся на две призмы. «Свет натрия отражался от нижней поверхности пластинки, покрытой полупрозрачным слоем серебра, и от ее верхней поверхности, давая интерференционные полосы. При медленном прогибе исследуемой кварцевой пластинки полосы перемещались. Опыт показал наличие медленно ползущей деформации, превышающей ошибки наблюдения. Но оказывается, что существуют побочные явления, которые могут симулировать остаточную деформацию. Во-первых, переход первоначальной более слабой адиабатичной деформации в изотермическую приводит к росту деформации. «Однако, вычисляя скорость этой деформации, мы находим, что это явление не может считаться ответственным за наблюдение упругого последействия».

Существует, однако, другой источник наблюдения эффекта — вторичные электрические эффекты, возникающие при деформации. В результате деформации в пластинке возникает объемный заряд, сохраняющийся длительное время, поскольку кварц — хороший изолятор. Нейтрализацию зарядов можно ускорить, покрыв поверхность проводящим слоем серебра. «Ускорение процесса нейтрализации должно также ускорить соответствующую деформацию. Это предположение было подтверждено на опыте, — впрочем, еще недостаточно убедительно, чтобы иметь возможность с уверенностью доказать электрический характер упругого последействия».

Тогда Иоффе сделал попытку снимать заряд непосредственно, пу-

тем облучения кварца радиом или рентгеновскими лучами. Рентген был противником этого. Он только что опроверг мнение Д. Д. Томсона, наблюдавшего повышение электропроводности диэлектриков под влиянием рентгеновских лучей. Рентген показал, что это увеличение электропроводности обязано своим происхождением электрическому току, идущему через воздух вокруг диэлектрика. Однако Иоффе был твердо убежден в том, что эффект ионизации рентгеновским и радиоактивным излучением должен иметь место и в твердых телах. Он продолжал свои исследования, изучая влияние рентгеновских лучей, бета-лучей радия, ультрафиолетовых лучей на электропроводность изоляторов. «Оказалось, что под влиянием лучей электропроводность возрастает постепенно в течение многих дней, приближаясь к некоторому максимальному значению, во много раз превосходящему первоначальную электропроводность кварца... Полное наблюдаемое упругое последствие в пьезоэлектрической пластинке никогда не превышало вторичного электрического эффекта. Таким образом, упругое последствие изменяется под действием ионизирующих лучей, которые вряд ли могут вызвать непосредственно упругие явления. В тех случаях, когда я был в состоянии измерить полный эффект, он оказывался равным электрическому». Продолжая исследования, Иоффе убедился, что и реальное упругое последствие в кварце, если бы таковое существовало, не могло быть больше, чем $3 \cdot 10^{-5}$ деформации. Это на самом деле весьма низкий предел, если принять во внимание размер обычно наблюдаемых упругих последствий, доходящих до $3 \cdot 10^{-2}$ деформации, а иногда еще выше. Этот результат, полученный в 1904 г., был подтвержден в 1906 г. М. Бриллюэном, пользовавшимся кварцевыми пружинами и доказавшим отсутствие последствия». В ходе этих ис-

следований Иоффе открыл свойство каменной соли, подвергнутой предварительно рентгеновскому облучению, повышать свою электропроводность под действием света. Исследование свойств каменной соли стало предметом многолетнего труда Рентгена и Иоффе.

Для самого же Иоффе исследование упругого последствия в кварце означало официальное признание как физика. 5 июня 1905 г. он защитил в Мюнхенском университете докторскую диссертацию на тему «Упругие последствия в кристаллическом кварце». Защита прошла весьма успешно и принесла Иоффе ученую степень доктора с высшим отличием. Рентген предложил молодому доктору остаться навсегда в Германии в должности профессора Мюнхенского университета. Это было очень лестное и заманчивое предложение, тем более что положение самого Иоффе в России представлялось далеко не радужным, он не мог даже быть уверенным в том, что ему предоставят возможность работать в высшей школе. Тем не менее Иоффе твердо решил возвратиться в Россию и 7 августа 1906 г. приехал в Петербург. В это время в России уже господствовала мрачная реакция после поражения революции 1905 г. Иоффе считал, что в такое тяжелое время он не имеет морального права покинуть родину. «Я написал Рентгену, что не вернусь, что совесть не позволяет мне оставить Родину в то время, когда торжествует реакция». Сам Иоффе в эти годы по своим убеждениям был марксистом. Начало его научно-педагогической деятельности в России было весьма скромным. Он поступил в Петербургский политехнический институт на внештатную должность лаборанта кафедры физики, которой руководил проф. В. В. Скобельцын. С 1 апреля 1908 г. по представлению Скобельцына Иоффе был определен на штатную должность старшего лаборанта. Скромная служебная долж-

ность не помешала Иоффе развернуть активную научную работу. Он продолжал начатые в Мюнхене исследования упругих и электрических свойств кристаллов и вместе с тем начал фундаментальные исследования по квантовой теории света. Иоффе был одним из первых физиков, понявших фундаментальное значение концепции световых квантов Эйнштейна. В 1907 г. он экспериментально подтвердил идеи Эйнштейна в области внешнего фотоэффекта. Он продолжал эти исследования с целью окончательной проверки уравнения Эйнштейна, однако его опередил Милликен. Вместе с тем Иоффе увлекся мыслью построить теорию газа, состоящего из световых квантов, подобно тому как обычный газ состоит из молекул. Во время поездки за границу он беседовал по поводу этой теории с Планком, и создатель теории квантов сказал ему, что эта вещь очень основательная, к которой следует отнестись со всей серьезностью. Но в дальнейшем Планк отнесся к теории Иоффе отрицательно. «Помимо явных отличий фотонов от молекул газа (несохранения числа фотонов) и необходимости актов поглощения и испускания для достижения равновесия, он особенно подчеркивал желательность остаться в рамках теории Максвелла. «Она так много дала физике и, наверное, еще немало полезного даст в будущем, надо поэтому быть ей благодарным, без крайней необходимости не отступать от нее. Раньше, чем рассматривать другую точку зрения, следует убедиться, что положение старой — безвыходно. Лучше бы вы придумали, как понять факты, приведенные Эйнштейном в рамках классической теории». Планк все еще надеялся, что это возможно».

Характерный пример борьбы старого и нового в истории науки. Даже сам автор теории квантов боится ее революционного значения, упорно стремясь примирить новые факты со старой теорией. А молодой

физик, наоборот, воодушевленный новыми идеями, стремится довести их до полного завершения. Статья Иоффе «К теории лучистой энергии» появилась в ЖРФХО в 1910 г. и на немецком языке в 1911 г. В своей статье Иоффе показал, что классическая статистика приводит к формуле Вина, тогда как формула Планка требует новой статистики, допускающей в фазовой ячейке любое число квантов. Как оказалось в дальнейшем, вывод формулы Планка для световых квантов требует новой статистики Бозе—Эйнштейна.

Другой областью научных интересов Иоффе этого периода была электроника. Ему удалось доказать, что поток катодных частиц окружен магнитным полем. Эта, казалось бы, тривиальная вещь не поддавалась до Иоффе экспериментальной проверке. Такие экспериментаторы, как Герц, Гейтлер и др., не смогли обнаружить магнитное поле катодных лучей. Иоффе усматривал причины отрицательного результата своих предшественников в недостаточно совершенной экспериментальной технике. Он тщательно проанализировал их неудачи и тщательно продумал экспериментальную установку, которая должна была привести к успеху. Его установка состояла из разрядной трубки с катодом Венельта. Испускаемые катодом электроны ускорялись в пространстве между катодом и диафрагмой и через диафрагму выпускались в другую трубку W , покрытую изнутри толстым слоем серебра и обернутую снаружи станиолом. Оттуда они достигали сферического полого электрода F , соединенного с гальванометром, измеряющим силу электронного тока. Трубка W могла заменяться проволокой, питаемой током, измеряемым тем же гальванометром. Магнитное поле измерялось с помощью системы постоянных магнитов, подвешенных на кварцевой нити.

Полученные результаты Иоффе формулирует следующим образом:

«Изложенные наблюдения устанавливают существование магнитного поля катодных лучей. Количественно это поле совпадает в пределах достигнутой точности (5%) с полем эквивалентного тока, несущего то же количество электричества. Таким образом, между потоком свободного электричества и токами в металлах нет никакой разницы по отношению к вызываемому ими магнитному полю. Отрицательные же результаты всех предыдущих работ вполне объясняются постановкой опытов».

Эти опыты вместе с опытами по элементарному электрическому эффекту составили содержание магистерской диссертации Иоффе, защищенной им в 1913 г. Опыты по элементарному электрическому эффекту имели целью измерить заряд электрона. В них Иоффе не только доказывал дискретность элементарного заряда, но и стремился изучить элементарный процесс вырывания электрона светом. Результат Иоффе сыграл важную роль в установлении атомарности электричества в связи с опытами Милликена и Эренгафта. Иоффе изучал поведение металлических пылинки в электрическом поле плоского конденсатора. Пылинки образовывались распылением цинковых электродов электрической дуги. А. Ф. Иоффе вывел из своих опытов заключение, что «опытное доказательство существования электрона можно считать законченным». Далее Иоффе пытался определить свойства излучения в процессе фотоэффекта. Он утверждал, что «в фотоэлектрическом эффекте мы имеем непосредственное превращение световой энергии в электрическую, в простых законах его проявляются основные свойства лучистой энергии».

Иоффе обратил внимание на тот факт, что в теории излучения Планка исследуются средние суммарные величины, а не отдельные акты. Путь Планка, «казалось бы, наименее пригоден для вскрытия свойств элементарного явления — тем более

поразительно, что он привел к результатам, применимым к теории освобождения электронов светом», — писал Иоффе. «Очевидно, однако, — продолжает Иоффе, — что выяснения вопроса об атомах действия надо искать не в черном излучении, а в элементарных актах превращения лучистой энергии, и прежде всего в фотоэлектрическом явлении». Опыты Иоффе вскрыли статистический характер вырывания электронов светом. Он пришел к выводу, что «статистический характер фотоэлектрического эффекта естественно вытекает из статистической теории лучистой энергии в той ее наиболее элементарной форме, которая была предложена А. Einstein' ом и которая получила название теории атомов света».

Работа Иоффе затрагивала, таким образом, самые животрепещущие вопросы тогдашней физики: вопрос о дискретности электричества и вопрос о дискретности света. Оба эти вопроса в опытах Иоффе решались положительно. А. Ф. Иоффе наряду с Милликоном экспериментально подтвердил и существование заряда электрона, и существование квантов света. Защита магистерской диссертации Иоффе, состоявшаяся 9 мая 1913 г., прошла блестяще. Оппоненты считали, что диссертант заслуживает степень доктора, и только отсутствие преемника не позволило этого сделать. Очень скоро молодой магистр получил должность экстраординарного профессора в Политехническом институте и приступил к чтению курса общей физики.

Работа над магистерской диссертацией не прервала основной работы Иоффе, начатой еще в Мюнхене, по изучению упругих и электрических свойств кристаллов. В начале 1915 г. он представил докторскую диссертацию «Упругие и электрические свойства кристаллов». 30 апреля 1915 г. Иоффе ее защитил. После защиты и присуждения ему докторской степени Иоффе был назначен



Л. И. Мандельштам.

ординарным профессором Политехнического института. Читаемые им курсы в отличие от традиционных, «академических», курсов были насыщены современным содержанием, подводили слушателя к научным проблемам физики сегодняшнего дня. Они возбуждали у слушателей интерес к науке, желание самим заняться исследованиями и в этом отношении сыграли мобилизующую роль, привлекая будущих исследователей. Особенно большое значение имел научный семинар, организованный А. Ф. Иоффе для своих слушателей и сотрудников. Из этого семинара вышли будущие ведущие советские ученые: П. Л. Капица, Н. Н. Семенов, П. И. Лукирский, Я. И. Френкель и многие другие. «Во всей России, — вспоминал один из участников семинара проф. Я. Г. Дорфман, — не было места, где бы физика изучалась с более современной точки зрения, и каждый из нас это чувствовал». Когда после Великого Октября А. Ф. Иоффе организовал Физико-технический институт, участники его семинара составили ядро этого института.

ЛЕОНИД ИСААКОВИЧ МАНДЕЛЬШТАМ

В истории советской физики значительную роль сыграла школа, созданная Л. И. Мандельштамом.

Леонид Исаакович Мандельштам родился 4 мая 1879 г. Среднее образование он получил в Одессе и здесь же поступил на первый курс Новороссийского университета. Однако вскоре он был исключен из университета за участие в «студенческих беспорядках» и в 1899 г. поступил в Страсбургский университет. В Страсбурге он в 1902 г. защитил с высшим отличием диссертацию на степень доктора философии и остался работать вторым ассистентом у известного радиофизика лауреата Нобелевской премии Ф. Брауна. В Страсбурге Мандельштам познакомился с Н. Д. Папалекси, который после окончания Полтавской гимназии в 1899 г. приехал в Берлин, а в 1900 г. в Страсбург. Здесь возникла дружба и тесное сотрудничество Мандельштама и Папалекси. Они работали в Страсбурге до июля 1914 г., когда перед самой войной вернулись на родину. Здесь их пути временно разошлись. Мандельштам остался в Одессе приват-доцентом университета, а Папалекси уехал в Петроград, где работал консультантом Русского общества беспроволочных телеграфов и телефонов. В 1918 г. Папалекси по приглашению Мандельштама переезжает в Одессу, где они вместе с Мандельштамом принимают активное участие в организации Одесского политехнического института. В 1922 г. Мандельштам и Папалекси переезжают в Москву, где работают в радиолаборатории, а в 1924 г. они уезжают в Ленинград, где возглавляют научный отдел Центральной радиолаборатории (ЦРЛ).

В Страсбурге Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси выполнили ряд радиофизических исследований, положивших начало будущим их исследованиям в области физики колебаний.

Выпуклую и точную характеристику первых радиофизических исследований Л. И. Мандельштама дал его сотрудник и друг Н. Д. Папалекси. Он писал: «Следует кратко напомнить, каково было состояние радиотелеграфии к началу деятельности Л. И., т. е. к 1900 г. После первых опытов, проведенных в 1895—1896 гг., положивших начало возникновению радиотелеграфии, развитие радио первое время шло чисто эмпирически. Физическая сторона процессов в радиопередатчике и радиоприемнике была в то время еще совершенно не ясна, что сильно затруднило и на первых порах почти полностью затормозило развитие радио. Достаточно сказать, что у пионеров этой области вначале даже не было правильного представления о длине волны, излучавшейся простым передатчиком, и поэтому они считали, что имеют дело с волнами Герца, какие излучаются осциллятором Риги, образованным шариком искрового промежутка. Антенна же, по их представлению, служила лишь для подводки герцевых волн.

Для физиков ясно, конечно, было, что необходимым условием обеспечения дальнейшего прогресса в радиотелеграфии и первоочередной задачей являлось создание методов высокочастотных измерений и прежде всего измерения длин волн. Напомню, что в то время, кроме искромера и грубого воздушного электрического термометра Рисса, никаких высокочастотных измерительных приборов не существовало. Первая работа Л. И. Мандельштама, представленная им в качестве докторской диссертации, и была посвящена разработке методики измерения и контроля частоты электрических колебаний, основанной на зависимости полного электрического сопротивления от частоты. Уже в этой первой работе Л. И. проявились свойственные ему качества теоретика и изобретателя. Л. И. оригинально подошел к решению этой задачи,

применив дифференциальную схему и нулевой метод, причем в качестве индикатора им был выбран им самим сконструированный двойной термометр Рисса, что позволило устранить ряд ошибок. Л. И. дал теорию этого метода и экспериментально показал его полную применимость.

Существенным этапом в развитии радио, значение которого полностью признается и зарубежной литературой по истории радио, явилось первое изобретение Л. И., так называемая «слабая связь», сделанное им совместно с Г. Брандесом. В то время была введена сложная схема Брауна, идея которой, как известно, заключалась в разделении функций генерации и излучения электрических колебаний, осуществляемом применением как в передатчике, так и в приемнике связанного с антенной колебательного контура. Для повышения эффективности радиоустройства по сложной схеме тогда стремились сделать связь контура с антенной как можно сильнее. Л. И., участвовавший в 1902 г. в испытаниях на Балтике этих новых радиоустройств, был не удовлетворен полученными результатами, так как ему было ясно, что принципиально эти устройства могут дать гораздо больше. В результате проведенного им теоретического анализа Л. И. пришел к совершенно парадоксальному для того времени выводу, что не усиление, а, наоборот, ослабление связи должно привести к улучшению приема и одновременно к повышению его селективности, что и подтвердили опыты.

Уже первые работы в области радио и первое его изобретение «слабая связь», вошедшие немедленно в практику, доставили Л. И. широкую известность в кругах специалистов, а своими последующими теоретическими работами он очень скоро приобрел заслуженный авторитет в области научной радиотехники. Из этих работ я хотел бы упомянуть его теорию сложного передатчика, в

которой в 1903 г. он выяснил существенный для того времени, но тогда совершенно еще не ясный вопрос о наивыгоднейшем месте связи антенны с колебательным контуром, а также уточнил понятие коэффициента связи в этом случае и роль заземления. В своей полемике с Флемингом в 1907 г. Л. И. выяснил физическую картину направленного действия согнутой антенны Маркони. С именем Л. И. связана методика получения тождественных затухающих колебаний с любой разностью фаз, которая легла в основу первых опытов направленной радиотелеграфии с помощью интерференции радиоволн в 1904—1905 гг. Чрезвычайно много сделано Л. И. в высокочастотной измерительной технике: создание в 1909 г. нового, гораздо более чувствительного, чем метод Бьеркнеса, метода измерения частоты и затухания электрических колебаний и нового высокочувствительного прибора — индукционного динамометра, а также (в 1911 г.) ряда приборов, прямо показывающих частоту, затухание, емкость, самоиндукцию и др. Следует особо подчеркнуть активное участие Л. И. (в 1913 г.) в создании и осуществлении первого метода абсолютного измерения силы поля с помощью рамки. Особо важное принципиальное значение имеет сформулированная Л. И. в 1914 г. впервые теорема взаимности в радиотелеграфии для точечных источников излучения. В 1916—1917 гг., уже в Петрограде, Л. И. был указан первый абсолютный метод градуировки волномеров*.

Помимо радиофизических проблем, Л. И. Мандельштам в страбургский период глубоко интересовался вопросами физической оптики. Сюда относятся в первую очередь проблема рассеяния света и теория дисперсии. Цикл работ, пос-

вященных этой теме, открывается профессорской диссертацией Л. И. Мандельштама «Об оптически однородных и мутных средах», опубликованной в 1907 г. Здесь Мандельштам, опираясь на классические исследования дисперсии Друде (1893), Фохта (1890), Лоренца (1892), Планка (1902, 1904), а также теорию рассеяния света Рэлея (1899), исследует физические причины мутности среды и обусловленного этим рассеяния. Основная идея классических теорий дисперсии, как известно, заключается в том, что вещество интерпретируется как совокупность электромагнитных вибраторов, погруженных в вакуум. Электромагнитное поле в такой среде состоит из поля в вакууме и поля, излучаемого вибраторами. Планк полагал, что излучение вибраторов является основной причиной и затухания и, следовательно, поглощения света. Рэлей считал, что рассеяние света средой обусловлено движением молекул. При этом Рэлей рассчитывал поле, создаваемое слоем среды между двумя параллельными плоскостями, находящимися на малом расстоянии друг от друга в точке, находящейся вне этого поля на достаточно большом расстоянии от слоя. Друде, Фогт и Лоренц рассматривают дисперсию, написав дифференциальное уравнение колебаний вибратора. Мандельштам выбирает метод расчета Рэлея, предполагая, что показатель преломления среды мало отличается от 1 и, следовательно, взаимным действием частиц можно пренебречь. В этом случае поле определяется суммой внешнего поля и поля, создаваемого резонаторами, излучающими как вибратор Герца с моментом $\bar{p}$, причем момент пропорционален суммарному полю $E = E_0 + E_{\text{вибр.}}$. Этот метод расчета, принятый Рэлеем, Мандельштам принимает из-за его наглядности и потому, что он не требует представления об однородности среды, которого требует метод дифференциальных уравне-

* Н. Д. Папалекси. Собрание трудов. М., Изд-во АН СССР, 1948, стр. 243—244.

ний. «Мне представляется, — пишет Мандельштам, — что мутные среды обладают тем принципиальным отличием, что они оптически не однородны». Неоднородность среды, как показывает Мандельштам, и является физической причиной рассеяния света; однородная среда, даже если ее молекулы находятся в движении, света не рассеивают. Расчет, приведенный Мандельштамом, показывает, что «среда с находящимися в ней частицами, линейные размеры которых малы по сравнению с длиной волны, удовлетворяющая при наличии частиц условию оптической однородности, не может быть мутной».

Показав это для покоящихся частиц, Мандельштам рассматривает хаотическое движение частиц. Именно такое предположение сделал Рэлей в своей теории мутных сред. Мандельштам показывает, что метод расчета Рэрея, который складывал энергии полей, излучаемых молекулами, недопустим. «Таким образом, — заключает свои рассуждения Мандельштам, — мы приходим к выводу, что оптически однородная среда не может являться мутной, независимо от того, движутся ли частицы или нет. Мне кажется недопустимым применение рэлеевской теории мутных сред к атмосфере. Воздух следует рассматривать как оптически однородную среду, ибо в кубе с ребром, равным длине волны патриегов света, содержится около $5 \cdot 10^6$ молекул, которые Рэлей и рассматривает как рассеивающие частицы».

Показав, что рассеяния света однородной средой в стороны не происходит, Мандельштам рассчитывает волну, излучаемую обратно к источнику. Оказывается, что рассеянной обратной волны не существует. В итоге Мандельштам приходит к выводу: «Присутствие одинаковых частиц изменяет показатель преломления и может также вызвать поглощение света, если с самого начала допустить какое-либо преобразование энергии в этих частицах.

Колебания частиц под воздействием первичной волны вызывают излучение, направленное так же, как и первичная волна. Следовательно, это излучение может обусловить собой поглощение. Мне кажется поэтому, что сводить, как это делает Планк, поглощение в оптически однородном теле к рассеянию частиц является заблуждением».

Таким образом, однородная оптически среда не дает бокового рассеяния света и не дает поглощения, обусловленного излучением энергии рассеивающими центрами.

Но тогда теория голубого цвета неба, данная Рэлеем, неверна. В заметке «К теории дисперсии» Мандельштам по поводу теории Рэрея высказывается следующим образом: «Я хотел бы заметить следующее. Газы в обычных условиях (атмосферное давление) должны рассматриваться как оптически однородные тела... Но тогда изложенные соображения приводят к заключению, что нельзя ожидать никакого молекулярного рассеяния в газах. Тем самым оказывается недопустимым сводить голубой цвет неба к рассеянию солнечного света самими молекулами воздуха. Однако, исходя из последнего предположения, лорд Рэлей рассчитал из показателя преломления и коэффициента поглощения воздуха нижнюю границу для числа Лошмидта. Полученное этим способом значение относительно хорошо согласуется со значениями, полученными другими путями. Если выше приведенные рассуждения правильны, то это совпадение должно рассматриваться как случайное. Оно указывает скорее на то, что в атмосфере взвешены посторонние частички и эти частички делают ее оптически неоднородной средой».

Основное же содержание статьи «О дисперсии света» заключается в проверке утверждения Планка, что поглощение обусловлено излучением резонаторов. Однако расчеты, проведенные Мандельштамом, показа-

ли, что вычисленный в предположениях Планка показатель преломления оказывается действительным и, следовательно, никакого поглощения нет. В статье, опубликованной в 1908 г., Мандельштам еще раз повторяет: «Я пришел к заключению, что планковская модель вообще не может дать никакого представления об ослаблении света». Планк возразил, что расчет Мандельштама неверен. Это и вынудило Мандельштама выступить в 1908 г. со статьей о теории дисперсии. Мандельштам произвел расчет новым способом и вновь показал, что поглощения вследствие излучения резонаторов нет. Это происходит потому, что электрон воздействует вследствие излучения не только на самого себя, но и на соседний электрон, и сила, действующая на него со стороны соседнего электрона, компенсируется действием реакции излучения.

Планк выступил в том же томе «*Physikalische Zeitschrift*» 1908 г., в котором была опубликована статья Мандельштама с новым опровержением. Мандельштаму снова пришлось выступить с краткой заметкой, в которой он вновь подчеркнул, что результат Планка получается только благодаря ошибке и при правильном расчете выпадает. Суть дела в том, что затухание изолированного резонатора не совпадает с его затуханием в однородной среде, в присутствии других резонаторов, независимо от того, имеют ли другие резонаторы тот же самый момент или нет. Вот это-то обстоятельство и ускользнуло от Планка.

Голубой цвет неба объясняется, по Мандельштаму и Смолуховскому, флюктуациями плотности воздуха, что создает оптическую неоднородность среды. Если это так, то свободная поверхность жидкости должна быть «шероховатой». Чтобы выяснить это, Мандельштам теоретически и экспериментально исследовал шероховатость свободной поверхности жидкости. Результаты

этого исследования он опубликовал в 1913 г. в статье «О шероховатости свободной поверхности жидкости». Опираясь на статистические исследования Эйнштейна (1910) и Смолуховского (1912), Л. И. Мандельштам производит расчет отступлений формы поверхности жидкости от плоскости («расчет шероховатости») и расчет отражения от этой деформированной поверхности. Полученное им выражение для интенсивности рассеянного света показывает, что в обычных условиях эта интенсивность очень мала и легко может быть перекрыта эффектом незначительного загрязнения. Но эта интенсивность растет обратно пропорционально коэффициенту поверхностного натяжения жидкости. Так как коэффициент поверхностного натяжения жидкости на поверхности раздела двух частично смешивающихся жидкостей вблизи критической точки очень мал, тогда как относительный показатель преломления оказывается достаточной величины, то на подобной поверхности рассеяние света будет наблюдаться достаточно сильно. Опыт Мандельштама ставился на смеси метилового спирта с углеродом. Поставленные им опыты «подтверждают наличие диффузного отражения от поверхности раздела двух жидкостей и, если приведенные расчеты и соображения правильны, говорят о существовании шероховатости поверхности жидкости, вызванной молекулярным движением».

В 1914 г. Мандельштам опубликовал статью «Излучение источника света, находящегося очень близко от границы раздела двух прозрачных сред». В этой статье рассматривается явление, объяснение которого выходит за границы геометрической оптики. Для точечного источника, находящегося в менее плотной среде, при преломлении света в более плотной среде свет заключен внутри конуса, угол раствора которого не превышает удвоенного предельного угла φ , для которого

$\sin \varphi = n$. Таким образом, в более плотной среде существует резкая граница между светом и тенью. Но это происходит только тогда, когда источник расположен достаточно далеко от границы. При приближении источника к плоскости раздела граница между светом и тенью размывается и, когда расстояние источника от поверхности раздела становится сравнимым с длиной волны, свет излучается в более плотную среду во всех направлениях и предельного угла не существует.

Мандельштам дает точную теорию этого явления, качественное объяснение которого основано, во-первых, на проникновении света при полном внутреннем отражении, когда плоская волна падает из более плотной среды в менее плотную под углом, большим предельного, в эту менее плотную среду, причем амплитуда проникшего поля убывает с расстоянием от границы по экспоненциальному закону и, во-вторых, на принципе взаимности. Если источник света с направлением колебания h и силой S находится в точке A и возбуждает в точке B электрическое поле напряженности E , компонента которого в направлении h' равна Eh' , то источник света с направлением колебаний h' и силой S' , находящийся в точке B , возбуждает в A поле E' , компонента которого в направлении h равна $E'h$. При $S = S'$ $E_h = E'_h$ (принцип взаимности). Экспериментальная установка Мандельштама дает средство обнаружить поле, проникающее в менее плотную среду при полном внутреннем отражении. Она представляет прямоугольный стеклянный сосуд, наполненный флюоресцирующей жидкостью, на края которого накладывалась стеклянная прямоугольная призма, гипотенуза которой прилегалa к поверхности жидкости. С этой установкой Мандельштам наблюдал исследуемое явление и проникновение света при полном внутреннем отражении. Описав опыты и результаты их, [Ман-

дельштам дает теорию явления и в конце останавливается на связи этой теории с теорией, данной Зоммерфельдом в 1909 г. для радиоволн. Зоммерфельд изучал излучение источника радиоволн, расположенного на поверхности земля-воздух.

В заключительных опытах Мандельштама дана яркая демонстрация проникновения света во вторую среду при полном внутреннем отражении, ныне вошедшая в учебники оптики. Мандельштам использовал флюоресцирующее свечение в тонком слое для изучения законов распространения света в пространстве, непосредственно прилегающем к источнику.

Из других оптических работ страбургского периода отметим статью Мандельштама 1911 г. «К теории микроскопического изображения Аббе». Результат этого исследования сам Мандельштам формулирует следующим образом: «Уже лорд Рэлей указал на то, что теория Аббе не является единственной возможной теорией изображения несамосветящихся объектов. Случай самосветящегося и несамосветящегося объекта можно трактовать единообразно (в теории Аббе эти случаи трактуются различным образом. — П. К.), если и для несамосветящегося объекта учитывать при вычислениях действие диафрагмы путем замены каждой точки геометрического изображения, обусловленного диафрагмой, дифракционным пятнышком. При этом необходимо только принять во внимание, что отдельные пятнышки когерентны между собой. Если условия таковы, что эта когерентность существенная для вида изображения, то несамосветящийся объект будет изображаться иначе, чем самосветящийся. Между изложенными соображениями и рассмотрением Аббе нет никакого противоречия. В зависимости от обстоятельств может оказаться более удобным либо тот, либо другой способ. С помощью единообразного метода рассмотрения... было

показано, что в общем случае не слишком тонких структур самосветящийся объект ведет себя так же, как несамосветящийся, равномерно освещенный со всех сторон.

Этот результат позволяет, между прочим, применять теорию Аббе и в специальных случаях изображения самосветящихся объектов».

Свои теоретические выводы Мандельштам подтвердил эффектными опытами. Проблема оптического изображения рассматривается также Л. И. Мандельштамом математически в статье 1912 г.

Однако работы по рассеянию света занимали ведущее место в оптических исследованиях Л. И. Мандельштама и в советское время привели его к открытию совместно с Г. С. Ландсбергом комбинационного рассеяния в кристаллах. Несколько ранее комбинационное рассеяние в жидкостях было открыто индусским физиком Р а м а н о м.

К сожалению, мы вынуждены ограничиться здесь только рассмотренными примерами научного творчества русских ученых до революции. Эти примеры показывают, какими богатыми возможностями обладала русская наука в лице ее лучших представителей. Однако эти возможности не могли быть полностью использованы до революции. Характерная деталь: такие первоклассные физики, как П. Н. Лебедев, А. Ф. Иоффе, Л. И. Мандельштам, вынуждены были начинать свой научный путь за границей. За границей вынужден был жить и работать великий Ленин. Октябрьская революция раскрепостила русскую науку, и замечательная работа русских физиков, развернувшаяся сразу после Октября, лучшее доказательство благотворного влияния Великой Октябрьской социалистической революции на развитие науки в России.

ФИЗИКА В ГОДЫ ПЕРВОЙ МИРОВОЙ ВОЙНЫ (1914—1918)

ФИЗИКА И ВОЙНА

1 августа 1914 г. началась первая мировая война, изменившая ход мировой истории. Она оказала глубокое влияние и на развитие науки. Мировое научное развитие было нарушено, международные связи ученых прерваны. Многие важные теоретические исследования были приостановлены. Ученые вовлекались в разработку вопросов, имеющих военное применение, и те отрасли науки, которые казались перспективными в этом отношении, получили интенсивное развитие. В области физики к этим направлениям относились радиофизика и ультраакустика, получившие мощный импульс именно в военные годы.

В целом же война отразилась неблагоприятно на развитии науки. Молодые ученые были мобилизованы на фронт и многие из них, в частности талантливый физик Мозли, были убиты. Сотрудник Резерфорда будущий нобелевский лауреат Джеймс Чедвик томился в немецком плену. Сам Резерфорд был привлечен к военным исследованиям, и многообещающие работы

по ядерной физике были прерваны. В самый разгар войны в 1916 г. Шведская Академия наук оказалась не в состоянии присудить Нобелевскую премию по физике, и этот факт отражал и нарушение международных научных связей, и снижение темпов развития теоретических исследований.

Однако, несмотря на войну, окончательно затормозить теоретические исследования не удалось. Эйнштейн, оказавшийся неудачным конструктором военных самолетов, создавал общую теорию относительности и теорию световых квантов. Он тяжело переживал войну, говоря, что даже ученые ведут себя во время войны так, словно у них удален мозг.

Во время войны появились замечательные исследования Зоммерфельда и Эренфеста по атомной физике. Сразу после окончания войны вышла известная книга Зоммерфельда «Строение атома и спектры». Таким образом, новые отрасли науки: теория относительности и атомная квантовая физика — продолжали развиваться. Но несомненно, что темпы развития в мирное

время были бы иными. Если Эйнштейн, несмотря на трудности военного времени, продолжал напряженно работать, то для других физиков положение было иным и возможно, что осуществление ядерных реакций и создание квантовой механики произошло бы значительно раньше, если бы не помешала война.

Прежде чем перейти к рассказу о важнейших достижениях атомной физики, остановимся коротко на событиях в истории «военных» направлений в физике.

В своих воспоминаниях Д. Д. Томсон рассказывает, как в июле 1915 г. он был привлечен для работы в Центральном бюро Управления по изобретениям и исследованиям при Адмиралтействе. В функции этого Управления входило:

а) Концентрация экспертизы научных исследований по разным проблемам, решение которых имеет значение для морского флота.

б) Стимулирование исследований в тех направлениях, для которых вероятно, что результаты, имеющие значение для флота, могут быть получены путем организованных научных усилий.

в) Рассмотрение схем предложений, присылаемых изобретателями и широкой публикой.

При Комитете Управления работала группа ученых, среди которых были Э. Резерфорд, В. Брэгг, В. Крукс, О. Лодж и другие видные английские ученые. Основной проблемой, стоящей перед Управлением изобретений и исследований, была проблема обнаружения подводных лодок. Резерфорд представил в Управление доклад по этому вопросу, в котором рассматривались различные методы обнаружения подводных лодок и предпочтение отдавалось акустическим методам. Были проведены экспериментальные работы под руководством В. Брэгга, и, в конце концов, был избран метод акустической локализации. В разработке этого метода наибольших успехов добились, однако, не английские уче-

ные, а Ланжевен во Франции. В мае 1916 г. он и русский изобретатель Константин Шиловский, который еще в 1912—1913 гг. изобрел «эхолокатор», представили совместную патентную заявку «Способ и аппараты для направленной подводной сигнализации и для локализации подводных препятствий на расстоянии». В этой заявке изобретатели предложили воспользоваться для подводной локализации направленным ультразвуковым пучком: «Ультразвуковой пучок... аналогичен световому прожектору и может быть точно таким же образом использован либо для сигнализации, либо для обнаружения препятствия путем наблюдения рассеянного или отраженного излучения». Разрабатывая эту идею, Ланжевен 17 сентября 1918 г. предложил патентную заявку с кварцевым пьезоэлектрическим излучателем ультразвуковых волн. Предложенная им система содержала:

а) генератор незатухающих электрических колебаний,

б) излучатель ультразвуковых волн, включающий кварцевый конденсатор,

в) приемник ультразвуковых колебаний с кварцевым конденсатором,

г) приемный колебательный контур,

д) ламповый усилитель.

Суммируя свое предложение, Ланжевен писал, что его предметом является:

«1. Способ использования пьезоэлектрических свойств кварца в конденсаторе для преобразования электрических колебаний в упругие колебания той же частоты и, обратно, дающий возможность направленных послышки и приема ультразвуковых волн в воде. Этот способ может применяться для поисков подводных лодок и подводных мин, для защиты кораблей в пути, а также в области медицины и всюду, где нужны упругие волны высокой частоты».

Описав в п. 2 и 3 метод осуществления предложенного способа с помощью кварцевого конденсатора, Ланжевен заключает:

«4. Создание системы приборов, образующей пункт излучения и приема ультразвуковых волн в воде посредством кварцевого конденсатора и включающей: систему, производящую электрические колебания с постоянной амплитудой или амплитудой, периодически изменяемой при помощи альтернаторов, дуг или гетеродинных ламп; колебательный контур, состоящий из катушки и кварцевого конденсатора со своим приспособлением для подвешивания и для ориентировки; контур приема, усилитель и гетеродинный передатчик для производства биений».

Метод Ланжевена оказался весьма эффективным для борьбы с немецкими подводными лодками и после войны получил широкое распространение в физике и технике. Отсюда начала свое развитие новая отрасль физики — ультразвука.

Следует отметить, однако, что первые ультразвуковые исследования начались в России в лаборатории П. Н. Лебедева. (См. предыдущую главу.) Это были исследования Н. Н. Златовратского, В. Я. Альтберга, Н. П. Неклепаева. Генератором ультразвуковых колебаний в этих работах служил свисток Гальтона, называемый Лебедевым «пищиком». В опытах же Ланжевена, как мы видели, генератором ультразвука был кварцевый излучатель, возбуждаемый электромагнитными незатухающими колебаниями. Между первыми ультразвуковыми исследованиями школы Лебедева и исследованиями Ланжевена легла целая полоса развития радиопизики и радиотехники.

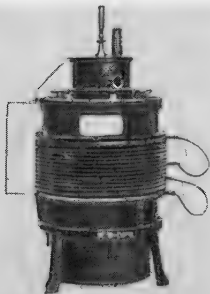
РАДИОТЕХНИКА И РАДИОФИЗИКА

Задача, которую начала решать радиотехника вскоре после своего возникновения, была задача генери-



Ф. Браун.

рования незатухающих колебаний и избирательного приема электромагнитных волн. Военное значение этой задачи, равно как и путь к ее решению, было сформулировано Максом Вином, который писал в 1902 г.: «До сего времени в телеграфии без проводов преобладало стремление к достижению передатчи на возможно большие расстояния. Как ни заманчивы подобные опыты, практическое их значение весьма ограничено, если не удастся построить отправительную и приемную станцию так, чтобы могли сообщаться только те станции, которые предназначены друг для друга, причем никакие, хотя бы и близкие станции не могли вызвать никаких действий». Вин в качестве иллюстрации к этой мысли приводит пример гарнизона осажденной крепости, который должен иметь возможность связи с армией, идущей ему на освобождение, «без того, чтобы расположенный между ними неприятель мог перехватывать передаваемые известия». Он указывает, что единственный путь к решению этой задачи «заключается в применении резонанса», т. е. в настройке в уни-



Колебательный круг Брауна.

сон отправительной и приемной систем.

К этому времени Ф. Браун применил так называемый «круг Брауна» (1898), т. е. колебательный контур, обладающий малым затуханием и большой емкостью. Этот контур запасает много энергии, которая через электромагнитную и гальваническую связь передается отправительной антенне. Энергия, излучаемая антенной, восполняется из «круга Брауна», и потому колебания в антенне не затухают так сильно, как в системе Маркони. Брауну принадлежат и другие важные изобретения в радиотелеграфии. В 1906 г. он изобрел кристаллический детектор электромагнитных колебаний, открыв униполярную проводимость кристалла свинцового блеска (сернистый свинец). Он много работал над проблемой, направленной передачи, предложив систему параллельных антенн и рамочную антенну (1913). В 1909 г. Ф. Браун вместе с Маркони получили Нобелевскую премию «За развитие беспроволочной телеграфии». Дальнейшее улучшение искровых передатчиков было

сделано М. Вином. Вин уже в 1897 г. изучал колебательные процессы в связанных системах. В цитированной нами работе 1902 г. «О резонансе в телеграфии без проводов» он изучал избирательные свойства приемных систем, опираясь на теорию связанных колебаний. Эта теория приводит к выводу, что в связанных системах возбуждаются два колебания, разность частот которых зависит от степени связи. При этом период одного из колебаний будет больше любого из периодов вибратора и резонатора, а другой меньше, чем период собственных колебаний любой из этих систем. При резонансе частоты обоих колебаний

$$\beta_1 = b(1 + k)^{1/2},$$

$$\beta_2 = b(1 - k)^{1/2},$$

где b — общая частота собственных колебаний вибратора и резонатора, настроенных в резонанс $b_1 = b_2 = b$. При этом возникают биения, продолжающиеся во все время колебаний. «Энергия при этом перекачивается из одной системы в другую. Вначале вся энергия сосредоточена в первичной цепи; затем она на короткое время переходит в цепь вторичную». Вин устанавливает, что, изменяя величину связи, можно вызвать либо весьма мощные затухающие колебания, передающиеся на большое расстояние, либо медленно затухающие, но слабые потоки волн, способные возбуждать резонаторы, одинаково с ними настроенные, но не производящие никакого действия на все другие резонаторы. Передающая станция Брауна, работающая на острове Гельголанд, работала на частоте $\nu = 2,14 \cdot 10^6$ гц (длина волны 140 м). В первичной цепи $L = 2500$ см, $R = 1$ ом, $C = 2,7 \cdot 10^{-3}$ мкф, затухание $a = 2 \cdot 10^5$. Во вторичной цепи $L_1 = 1,52 \cdot 10^5$, $C_1 = 3,7 \cdot 10^{-5}$ мкф, $a_1 = 5,3 \cdot 10^5$, $M = 7 \cdot 10^3$, $k = 0,36$. Поэтому частота и затухания колебания связи $\beta_1 = 1,58 \cdot 10^7$, $\beta_2 = 1,10 \cdot 10^7$, $a_1 = a_2 = 3,65 \cdot 10^5$.

Таким образом, система Брауна излучает мощные быстро затухающие потоки волн, распространяющиеся на большие расстояния, однако острота настройки в ней, по видимому, не достигается. В итоге своего исследования Вин приходит к выводу, что задача об избирательном телеграфировании без проводов на близкие расстояния теоретически разрешима. Однако он пишет: «Возможность практического ее осуществления будет зависеть главным образом от того, насколько искра является источником затухания первичной цепи отправительной системы и допускает ли введение когерера во вторичную цепь приемной системы возможность острой настройки». Он добавляет: «Все же такая система, основанная на четырехкратном резонансе, заключающаяся в передатчике непостоянную искру, на приемной станции — не менее непостоянный когерер — является в высшей степени чувствительным прибором, способным, быть может, к правильному функционированию лишь в лабораториях и притом в руках опытных физиков; в руках неопытных лиц она далеко не дает того, чего можно было бы требовать от нее на основании теории».

В этих строках очень ясно очерчена обстановка, сложившаяся в начальный период радиотелеграфии, когда в радиопередатчике работала неустойчивая и трудно поддающаяся теоретическому анализу искра, а в приемнике столь же сложный физически прибор — когерер.

Вин продолжал настойчиво изучать поведение искры в передатчиках. Ему удалось подметить очень важную особенность искры: сильное возрастание ее сопротивления при очень коротких искровых промежутках. Такие искры он назвал «шипящими». В 1906 г. в Данциге он открыл с этими «шипящими» искрами новое явление, которое послужило основой конструкции генераторов слабозатухающих колебаний. При

падении вследствие биений амплитуды колебаний в вибраторе до нуля колебания в резонаторе происходят так, как если бы цепь вибратора была разомкнута, и вся энергия, заключенная в нем, передана резонирующему контуру, в котором отсутствие искры приводит к слабому затуханию, т. е. в нем возбуждаются почти незатухающие колебания. Так как энергия передается резонатору от вибратора за короткое время колебаний, то этот способ возбуждения собственных колебаний резонатора одной частоты называется *ударным возбуждением*. Вин поясняет принцип ударного возбуждения механической аналогией со связанными маятниками. «При достаточно сильной связи между обоими маятниками энергия колебаний постепенно передается вторичному маятнику, а первичный приходит в покой; затем энергия снова передается обратно и вторичный маятник останавливается и т. д. Но если в тот момент, когда первичный маятник в первый раз отдал всю свою энергию вторичному и сам находится в покое, задержать его, то энергия не может снова вернуться к первичному маятнику и вторичный продолжает колебаться до остановки со своим малым затуханием. При этом значительная часть энергии колебаний первичной системы переносится на вторичную и преобразуется в мало затухающие колебания».

При этом Вин указывает: «Чтобы обстоятельства опыта соответствовали нашим электрическим колебательным цепям, возбуждаемый — вторичный маятник должен обладать малым затуханием, а первичный большим, что легко достигается погружением его в воду или масло».

Вин предлагает применить свой метод к беспроволочной телеграфии. «Так как я не имею возможности сам производить опыты с беспроволочным телеграфом, — пишет Вин, — то ... я могу только высказать не-

сколько соображений и предложений относительно применения слабо затухающих колебаний к беспроволочному телеграфу. По сравнению с отправителем Брауна, применявшимся до сих пор, разница в схеме будет та, что между возбудителем I и мачтой включается еще промежуточная система II, в которой и возбуждаются слабо затухающие колебания. Затухание колебаний в промежуточной системе II очень мало; следовательно, и при слабой связи с мачтой почти вся энергия обращается в излучение».

Метод Вина был сразу оценен в радиотехнике. Общество беспроволочной телеграфии в Берлине разработало передатчики новой системы, которая получила название «звучащая искра». Искра возникает в специальном разряднике, состоящем из пластин, разделенных кольцом из тонкой слюды. Для усиления охлаждающего действия к разрядным пластинам приложены пластины еще больших размеров. Искры следуют одна за другой в правильной последовательности, что создает характерное звучание. С помощью системы «звучащая искра» Германия в начале мировой войны поддерживала связь со своими африканскими колониями и до появления катодных генераторов обеспечивала связь между кораблями флота. Сам Вин в начале войны стал руководителем учреждения, имеющего задачей развитие радиотехники. Следует отметить, что в 1906 г. Международный конгресс запретил передатчик Маркони, как «засоритель эфира».

Кроме искры, в начальной стадии радиотехники для получения электрических колебаний использовалась электрическая дуга. В 1900 г. английский инженер В. Дуддель описал свои опыты с электрической дугой. «Если в вольтову дугу постоянного или переменного тока, — писал Дуддель в своей статье, — выдувать струю воздух или углекислоту или же воздействовать

перпендикулярно к ней направленным магнитным полем, то при благоприятных обстоятельствах она снова зажигается сама собой; при непрерывном задувании она с большой быстротой то гаснет, то зажигается снова и при этом издает резкий звук». Это явление переменного гашения и зажигания дуги в условиях ее обдувания воздухом или действием магнитного поля происходит нерегулярно. «Чтобы устранить эти неправильности, я соединил с полюсами дуги постоянного тока обкладки конденсатора емкостью около 5 мкф. Тогда я, к своему удивлению, нашел, что дуга прерывалась даже в том случае, когда ее не задували. Следовательно, дуга соответствующей длины и силы тока с угольными электродами может издавать музыкальный тон, если даже потенциал источника остается постоянным и дуга ограждена, насколько это возможно, от всяких внешних влияний; для этого стоит только присоединить параллельно дуге цепь, содержащую конденсатор и самоиндукцию. По моим наблюдениям звук появляется вследствие колебаний, возникающих в цепи из конденсатора C, дуги и самоиндукции L, и высота этого звука зависит от собственного периода колебаний системы». Новый генератор незатухающих электрических колебаний сразу привлек к себе внимание физиков. Выяснилось, что аналогичная установка, воспроизводящая звучание дуги, была еще в 1887 г. у Э. Лехера, который, как он сам писал об этом в 1901 г., не придавал никакого значения этому звучанию. С 1900 г. звучащей дугой стал заниматься в Геттингенском институте прикладного электричества Герман Симон. В 1907 г. он писал об этом так: «Начиная с 1900 г. ... я в виде лейтмотива повторял мысль, что прекрасные опыты Дудделя о поющей вольтовой дуге являются первым указанием, как создать электрические аналогии для акустического явления звучащей органной трубы и других хорошо из-

вестных явлений механических колебаний, и что при дальнейшей экспериментальной и теоретической разработке этих аналогий должна открыться новая эпоха в беспроводном телеграфе и появиться возможность беспроволочного телеграфирования при помощи волн Герца».

Таким образом, Симон подошел к явлению с точки зрения общей теории колебаний, исследуя общие черты акустических, механических и электрических генераторов незатухающих колебаний. Он, следовательно, начал изучать так называемые *автоколебательные системы*, в исследовании которых позднее сыграла большую роль советская школа физиков, созданная Л. И. Мандельштамом. Изучая условия, при которых возникают незатухающие колебания в дуге, Симон показал, что «явление Дудделя есть частный случай более общего явления, которое вследствие чисто электродинамических причин всегда должно иметь место, если к проводнику с «падающей характеристикой» в ответвлении присоединяется соответственная способная совершать колебания система из самоиндукции и емкости». Этот важный вывод был получен Симоном в 1902 г. Следует, однако, отметить, что еще в 1900 г. В. Кауфман в работе «Электродинамические свойства проводящих газов» показал значение падающей характеристики и, следовательно, отрицательного сопротивления $\frac{dE}{dI}$ для получения колебательного разряда. Но Симон со всей определенностью говорит о *незатухающих* электрических колебаниях, возбуждаемых в колебательном контуре дугой с отрицательным сопротивлением и поэтому именно его формулировка условия возникновения таких колебаний является первой точной и ясной формулировкой.

Ученик Симона Генрих Баркгаузен в своей диссертации «Проблема возбуждения колеба-

ний», опубликованной в Геттингене в 1907 г., рассмотрел со всей полнотой условия возбуждения колебаний в дуге. Баркгаузен исследовал экспериментально обнаруженные им три типа колебаний с помощью трубки Брауна (электронного осциллографа). Колебания в дуге имеют частоту, не превышающую определенного предела, и это препятствует применению дугового генератора для целей радиотелеграфии.

В 1906 г. датчанин В. Паульсен разработал метод получения высокочастотных колебаний с помощью дуги. Охлаждая дугу с помощью газового пламени, он возбуждал в высокочастотном колебательном контуре незатухающие колебания. В дальнейшем дуговой генератор Паульсена совершенствовался: применялось водяное охлаждение медного катода, в то время как анод оставался угольным. Дуга горела в атмосфере водорода или светильного газа. Три рода колебаний, открытые Баркгаузенем, определялись соотношением между амплитудой колебаний тока и силой постоянного тока. Если амплитуда I_{max} переменного тока оставалась меньшей силы постоянного тока I , то возникали колебания первого рода небольшой мощности почти синусоидальной формы. «Синусоидальность колебаний сказывается в чистом приятном тоне даваемой дуги», — писал Баркгаузен. Колебания второго рода возникают, когда $I_{max} > I$. Это колебания большой мощности синусоидальной формы: «тон из приятного, чистого, переходил в непрерывный, воющий, более низкий», — отмечал Баркгаузен. Если же напряжение на дуге в конце периода приобретает большое отрицательное значение, то дуга не гаснет, как при возбуждении колебаний второго рода, а возникает в обратном направлении. Это колебания третьего рода. Эти колебания большой мощности имеют тот же характер, как и обычные искровые колебания.

Перед самой войной в 1913 г. Мейснер применил сеточную электронную лампу Ли де Фореста для генерирования незатухающих колебаний. Во время войны произошло преобразование радиотехники. Электронная лампа вытеснила искровые и дуговые генераторы. Она оказалась необычно ценным физическим прибором. После войны наступила эпоха интенсивного развития электроники.

Дуговой генератор Дудделя—Симона, электронный генератор Мейснера были первыми примерами электрических автоколебательных систем. В XVII веке Галилей и Гюйгенс создали механическую автоколебательную систему — маятниковые часы.

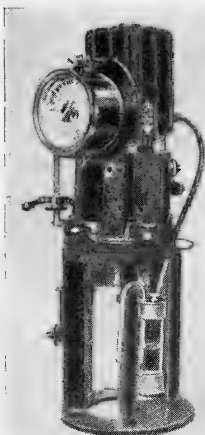
В XX веке был создан электрический аналог таких систем. Основной особенностью этих систем является их нелинейность. Сопротивление дуги и электронной лампы зависит от силы тока

и, используя эту зависимость, физики нашли удобный способ восполнять потери энергии в контуре из постоянного источника (батареи).

Теория нелинейных колебаний была создана в конце 20-х начале 30-х годов нашего столетия и, как уже было сказано, в разработке этой теории пионерскую роль сыграли исследования советских ученых (Л. И. Мандельштама, А. А. Андропова и других). Заметим, что самый термин «автоколебательные системы» был предложен советскими физиками (А. А. Андроновым).

Остановимся коротко на методах детектирования колебаний. А. С. Попов в своем первом приемнике применил в качестве детектора когерер Бранли. В начальной стадии развития радиотехники когерер был неотъемлемой частью радиоприемников. В научных измерениях применялись: разрядные трубки (Лехер, 1890; Цендер, 1892—1902), термоэлемент Клеменчица (1891), усовершенствованный П. Н. Лебедевым в 1902 г., магнитный детектор Э. Резерфорда (1897), электролитический детектор Шлёмилха (1903), аудион Флеминга (1905), кристаллический детектор Брауна (1906). В 1904 г. в Страсбурге защитил

Дуговая лампа Паульсена.



Один из аппаратов того времени.

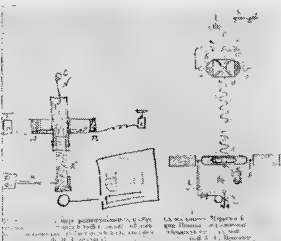
докторскую диссертацию Николай Дмитриевич Папалекси. Эта диссертация была посвящена исследованию электродинамического динамометра для высокочастотных электрических колебаний. Отклонение динамометра пропорционально $\int i_2^2 dt$, где i_2 — переменный высокочастотный ток. «Автор видит преимущество динамометра перед болометром в том, что он позволяет освободиться от неприятно чувствительных вспомогательных приборов (гальванометр)». Этими словами Н. Д. Папалекси заключил свое исследование.

В 1897 г. Ф. Браун сконструировал электронный осциллограф, получивший в то время название «трубки Брауна». Этот безинерционный прибор позволял изучать форму колебаний. Рихарц и Циглер в 1900 г. анализировали колебательный разряд батареи лейденских банок с помощью трубки Брауна. Электронный пучок отклонялся магнитным полем катушки, через которую проходил разряд, причем катушка помещалась под трубкой. Изображение смещения рассматривалось во вращающемся зеркале. Йонатан Ценник сфотографировал в 1904 г. осциллограмму затухающего колебательного разряда с помощью трубки Брауна. В то вре-



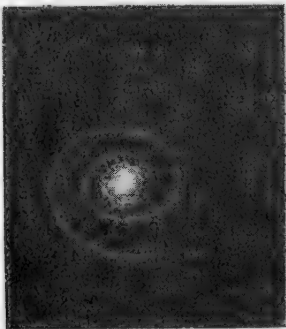
А. С. Попов.

Эскиз радиоприемника, выполненный собственноручно А. С. Поповым. Справа — схема опытов Маркони, изображенная также А. С. Поповым.



мя контура развертки в трубке еще не было и развертка получалась с помощью вращающегося зеркала. Отклоняющие электростатические пластины были встроены в трубку А. Венельтом в 1903 г. В. Кёниг на 30-м съезде немецких естествоиспытателей и врачей, происходившем в сентябре 1908 г. в Кельне, демонстрировал фазовые кривые затухающих колебаний с помощью трубки Венельта. Конденсатор трубки присоединялся к обкладкам емкости колебательного контура, магнитное отклонение получалось с помощью электромагнита, между полюсами которого помещалась трубка. Электрическое и магнитное отклонения были перпендикулярны друг к другу. В этой установке автор получил спиралевидные кривые («фазовый портрет» затухающих колебаний по современной терминологии).

Временную развертку для получения кривых тока Л. И. Мандельштам предложил в 1907 г. осуществлять с помощью магнитных катушек, включенных в цепь апериодического контура, содержащего емкость. Отклонение, соответствующее максимальной силе тока, значитель-



Фазовые кривые Кенига.

но больше горизонтальных размеров экрана, так как для развертки используется только начальная часть разряда, в которой силу тока можно считать пропорциональной времени. Контур развертки и исследуемый колебательный контур, две катушки которых дают вертикальное отклонение, включаются синхронно с помощью турбинного прерывателя или ртутного прерывателя, приводимого в движение электромоторчиком.

Война, как мы уже говорили, произвела революцию в радиотехнике. Искровая радиотехника уступила место электронной. Характерно, что в период от окончания первой мировой войны до начала второй электронный осциллограф не получил большого развития. Только после окончания второй мировой войны он сделался неременной принадлежностью научных и технических лабораторий.

Радиотехника, акустика, оптика, рентгенотехника и многие другие разделы физики нашли военное применение. Проф. В. К. Аркадьев разрабатывал научно-технические основы газовой борьбы, его жена А. А. Глаголева-Аркадьева

занималась вопросом о портативных рентгеновских установках для полевых госпиталей. Даже Эйнштейн пытался сконструировать новый тип самолета и, к счастью для науки, потерпел фиаско. Мы не будем, однако, задерживаться на проблемах «военной физики» и обратимся к теоретическим достижениям этого периода.

ОПЫТЫ ФРАНКА И ГЕРЦА

Важнейшими результатами теоретической работы физиков в военные годы было создание общей теории относительности Эйнштейном и развитие квантовой теории Бором и Зоммерфельдом, Эренфестом, Эпштейном и др. История создания общей теории относительности была изложена в четвертой главе, и мы обратимся к истории развития квантовой теории атомов.

Весьма важным фактом в истории атомной теории Бора было экспериментальное подтверждение Дж. Франком и Густавом Герцем боровской идеи о наличии в атоме дискретных энергетических уровней. Правда, первые работы Франка и Герца 1913 г. не опирались на теорию Бора и были выполнены еще до ее появления и потому интерпретировались ими неправильно. Их установка была развитием установки Ленарда 1902 г. и представляла собой замкнутый сосуд, в который была впаяна платиновая проволока P , накаливаемая током, окруженная платиновой цилиндрической сеткой D и платиновым же цилиндром F , соединенным с электрометром. На проволоку P накладывается потенциал 10 в , на сетку-потенциал $10 + V$, который можно менять по желанию. Между сеткой и цилиндром F создается тормозящее поле. Попадая в это поле, электроны, получившие в пространстве PD энергию, пропорциональную V , поворачивают обратно, будучи не в состоянии преодолеть тормозящую разность потенциалов $10 + V$. Если же они произвели в пространстве DF ионизацию частиц,



Д. Франк.

Г. Герц.

то положительные ионы попадают на цилиндр и заряжают электрометр. Пока потенциал V меньше некоторой величины V_i , электрометр не заряжается, при $V = V_i$ электрометр заряжается. Франк и Герц нашли следующие значения потенциалов V_i , которые они считали *ионизационными* для ряда газов:

	He	Ne	Ar	H ₂	O ₂	N ₂
$V_i =$	20,5	16	12	11	9	7,5 в

Во второй работе того же года Франк и Герц определяли среднюю длину свободного пробега электронов при разных V . Здесь они пользовались двумя сетками, находящимися при одном и том же потенциале. Электроны, испускаемые накалимым катодом, ускоряются в пространстве между катодом и сеткой A до разности потенциалов V . Пройдя через сетку A , они вступают в пространство B между сетками A и C , в котором нет поля. В пространстве же между сеткой C и приемным электродом они попадают в тормозящее поле. Приемный электрод разрезан на несколько колец. Верхняя часть прибора A может подниматься, и тем самым длина пространства B может изменяться в

широких пределах. Соединяя отдельные кольца приемного электрода с электрометром, можно было изучать рассеяние пучка электронов в пространстве B . Основным результатом этих опытов Франка и Герца состоял в том, что они доказали наличие упругих столкновений электронов с молекулами газа. Особенно велики удары упругих столкновений в благородных газах. Существование упругих ударов в гелии Франк и Герц окончательно доказали, видоизменив прибор. В водороде также имеют место упругие удары, однако при столкновениях электрон теряет заметную часть энергии и особенно значительную в кислороде.

В работах 1914 г. Франк и Герц подробно изучали неупругие удары. Схема опытов оставалась в основном прежней: платиновая проволока D , накаливаемая током, является источником электронов, сетка N и приемный электрод G соединяются через чувствительный гальванометр с землей. Расстояние $DN = 4$ см, $NG = 2$ мм. Между D и N прилагалась ускоряющая разность потенциалов V_1 , между N и G — замедляющая разность потенциалов V_2 . Когда $V_1 < V_2$, тока в

гальванометре нет, при $V_1 > V_2$ в гальванометре возникает ток, сила которого растет с увеличением V_1 . Но когда $V_1 = V_i$, ток падает. Это означает, что соударение электронов с атомами ртути (прибор заполняется парами ртути) становится неупругим. Франк и Герц предполагали, что при $V_1 = V_i$ происходит ионизация атома, при этом ударяющие электроны теряют свою энергию и не могут преодолеть тормозящее напряжение V_2 , а электроны, оторвавшиеся в результате ионизации, не имеют достаточной энергии. Если теперь снова увеличивать V_1 , то появляется вновь ток, поскольку место ионизации приближается к D . Когда напряжение V_1 станет равным $2V_i + V_1$, то опять происходит вторая ионизация вблизи сетки N и ток снова падает и т. д. Графически зависимость силы тока в гальванометре от напряжения V_1 при заданном V_2 изображается знаменитой ступенчатой кривой Франка и Герца. Расстояние между соседними максимумами равно V_i . Франк и Герц нашли, что для ртути $V_i = 4,9$ в, и считали это значение равным ионизационному потенциалу ртути, что неверно. Вместе с тем они показали, что линия $\lambda = 2537 \text{ \AA}$, открытая в парах ртути Р. Вудом и названная им резонансной линией, соответствует энергии электрона $4,84 \text{ эв}$, и вывели отсюда, что при неупругом ударе часть энергии электрона может переходить в квант света, соответствующий длине волны $2537 \text{ \AA}$. В последней работе 1914 г. они действительно показали, что при V , близком к 5 в, пары ртути испускают линию $2537 \text{ \AA}$. Таким образом, по мнению Франка и Герца, неупругий удар может производить либо ионизацию атома, либо его возбуждение с последующим высвечиванием. Дальнейшее исследование неупругих столкновений были прекращены войной и только после войны исследования возобновились и была найдена правильная интерпретация ступенчатой

кривой. Оказалось, что атом поглощает энергию квантованными порциями, соответствующими его энергетическим боровским уровням. Потенциал $V_i = 4,9$ в является не ионизационным потенциалом, как думали Франк и Герц, а резонансным, соответствующим возбужденному энергетическому уровню. Ионизационный потенциал ртути оказался равным $10,3$ в. Все эти результаты были получены в 1917 г. под влиянием получивших уже всеобщее признание идей Бора. Как раз в 1917 г. Дэвис и Гусе провели исследование, позволяющее отличить потенциалы возбуждения от ионизационных. Они усовершенствовали метод Франка и Герца, введя вторую сетку перед приемной пластинкой. Для ртути они нашли потенциалы возбуждения $4,4$ и $6,7$ в и ионизационный потенциал $10,4$ в. Это явилось блестящим подтверждением идей Бора. С 1919 г. Франк и Герц возобновили свои исследования, а в 1925 г. им была присуждена Нобелевская премия «За их открытие закона, управляющего столкновением электрона с атомом». Этот закон состоит, очевидно, в том, что электрон, обладающий энергией, недостаточной для перевода атома в возбужденное состояние, испытывает упругие столкновения. Неупругие столкновения сопровождаются потерей энергии электроном, причем эти потери идут скачкообразный, дискретный характер, обусловленный переходом атома из одного квантового состояния в другие. Обратимся теперь к теоретическим исследованиям.

ТЕОРИЯ ЗОММЕРФЕЛЬДА

Бор продолжал в работах 1914—1915 гг. рассматривать теорию водородных атомов. Важнейшим итогом его работ явилось установление принципа соответствия (1918), зародыш которого, как мы видели, был уже в ранних статьях Бора. В 1915 г. одновременно и независимо друг от друга Вильям Вильсон в Англии,

Арнольд Зоммерфельд в Германии и Ишивара в Японии начали рассмотрение с точки зрения квантовой теории некруговых орбит. Обобщенные квантовые условия для периодических систем, допускающих разделение переменных, были сформулированы Вильсоном и Зоммерфельдом в форме

$$\oint p_n dq = nh, \quad (1)$$

где слева стоит фазовый интеграл для переменной q . Зоммерфельд, приведя в своей работе, о которой мы будем говорить дальше, это правило квантования, писал: «Я дружески был осведомлен, что г. Вильсон (W. Wilson, Phil. Mag. Июнь. 1915) уже раньше сформулировал, как и я, квантовое условие (1) и притом по форме в точности совпадающие с (1), включая правило о пределах интеграции. В качестве единственного применения г. Вильсон рассматривал, с добавлением некоторых дальнейших гипотез, закон черного излучения. Во второй заметке (Phil. Mag. Ноябрь. 1915) он вычислил мимоходом фазовый интеграл для g -й координаты кеплеровского эллипса, совпадающий с уравнениями (9) и (10) нашего § 4. Однако он не вывел отсюда определенных следствий для понимания серии Бальмера. Работа г. Ишивара, на которую ссылается г. Вильсон, мне не была известна».

Итак, как нередко случалось в истории физики, одна и та же проблема стала разрабатываться независимо друг от друга несколькими исследователями. Это свидетельствует об актуальности проблемы. Наибольших успехов добился Зоммерфельд, исследования которого составили ядро его будущей знаменитой книги «Строение атома и спектры». Первое сообщение о своих результатах Зоммерфельд опубликовал в 1915 г. в «Известиях Баварской Академии» в Мюнхене. Подробное изложение работы появилось в 1916 г. в 51-м томе «Annalen der Physik» под заглавием «К квантовой теории спектральных линий».



А. Зоммерфельд.

Работа состояла из трех частей: I. Теория серии Бальмера. II. Тонкая структура водородных и водородоподобных линий. III. Теория рентгеновских спектров. Первая часть работы начинается с указания, что теория Бора существенно дополняется введением некруговых орбит. Далее Зоммерфельд формулирует общий принцип теории спектральных серий: «Стационарные орбиты электронов в атоме (и в дальнейшем в молекуле) не образуют континуума, а представляют некоторую сетчатую конструкцию. Фазовое пространство, как множество всех мыслимых, в том числе и нестационарных состояний, пронизано петлеобразно фазовыми кривыми стационарных орбит. Размеры петель определяются Планковской h ».

Вместе с тем Зоммерфельд выписывает общую формулу спектральных серий в виде

$$\frac{v}{N} = \varphi(n, n') - \varphi(m, m'),$$

где N — постоянная Ридберга. Как видно, Зоммерфельд предполагает, что спектральные термы определяются двумя квантовыми числами n и n' .

Зоммерфельд начинает свое исследование с утверждения, что элемент фазового пространства имеет в квантовой теории конечную величину h^f , где f — число степеней свободы системы. Это утверждение он приписывает Планку, хотя, как мы видели раньше, сам Планк называет автором этого постулата Саккура. Зоммерфельд выбирает координаты системы q_i таким образом, чтобы получить из квантового принципа Саккура—Планка f отдельных условий для каждой степени свободы. Эти квантовые уравнения Зоммерфельда имеют вид

$$\int dq_i dp_i = h, \quad i = 1, 2, \dots, f.$$

Он указывает, что эти уравнения приводят к тому же результату, что и общий принцип Планка — Саккура:

$$\int_i^{i=f} \Pi(dq_i dp_i) = h^f,$$

но работать с ними значительно удобнее. Зоммерфельд считает свои уравнения таким же недоказуемым основным принципом квантовой теории, как и принцип Саккура—Планка. Для применения квантовых условий Зоммерфельда нужно выбрать подходящим образом координаты, а также обладать правилом определения пределов интегрирования для каждой координаты. Общего правила для выбора координат, как подчеркивает Зоммерфельд, дать нельзя, надо накопить опыт на частных примерах. Что же касается пределов интегрирования, то для их определения Зоммерфельд дает следующее правило: «Интегрирование для каждой координаты q должно распространяться на всю область значений q , пробегаемых при однозначной характеристике фазы системы». В более ранних работах Зоммерфельд ограничивался рассмотрением периодических движений, для которых пределы интегрирования определялись периодом. Новая формулировка позволяет рассматривать и квазипериодический релятивистский кеплеровский эллипс.

Зоммерфельд придает своим квантовым условиям более удобную форму. Начертив на фазовой плоскости фазовые кривые, удовлетворяющие квантовым условиям, находим для площади между n -й и $(n-1)$ -й кривой

$$\int f dq dp = \int p_n dq - \int p_{n-1} dq = h.$$

Полагая $n = 1, 2, \dots$, получим

$$\begin{aligned} \int p_1 dq - \int p_0 dq &= h, \\ \int p_2 dq - \int p_1 dq &= h, \\ \vdots & \end{aligned}$$

Суммируя, найдем $\int (p_n - p_0) dq = nh$ и, выбирая начальную кривую так, что $\int p_0 dq = 0$, получим

$$\int p_n dq = nh. \quad (I)$$

Фазовый интеграл для каждой координаты должен равняться целому кратному кванта действия. Применяя это правило к осциллятору, получаем условие Планка

$$W = nh\nu.$$

Для ротатора получаем

$$2\pi p = nh,$$

где $p = ma^2\omega$ — момент количества движения. Квантование вращательного момента было, как мы знаем, введено Эренфестом в 1913 г. Для кеплеровского эллипса получаются азимутальные квантовые условия

$$\int p dq = p \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p = nh, \quad (1)$$

причем

$$p = tab\omega = ma^2 \sqrt{1 - e^2} \cdot \omega.$$

Для радиального фазового интеграла вычисления дают

$$\int p_r dr = 2\pi p \left(\frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} - 1 \right) = n'h.$$

Отсюда, имея в виду условие (1), получаем

$$1 - e^2 = \frac{n^2}{(n + n')^2}.$$

Боровское условие частот

$$W_m - W_n = h\nu \quad (II)$$

для кеплеровского эллипса принимает вид

$$W = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot \frac{1}{(n+n')^2} = -\frac{Nh}{(n+n')^2} \quad (\text{III})$$

и, следовательно,

$$\nu = N \left(\frac{1}{(n+n')^2} - \frac{1}{(m+m')^2} \right).$$

Таким образом, опять получается бальмеровская серия, причем энергетические уровни зависят от числа $n+n'$. «Кажется исключенным, — пишет Зоммерфельд, — что такой точный и богатый следствиями результат можно приписать алгебраической случайности». Одному и тому же значению энергии соответствует несколько эллиптических орбит (вырождение энергетических уровней), параметры которых определяются равенствами:

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^4} (n+n')^2,$$

$$b = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^4} n(n'+n).$$

Для $n'=0$ получаем круговую орбиту, для $n=0$ — маятникобразную орбиту, проходящую через ядро, что недопустимо ни по геометрическим, ни по динамическим соображениям, и Зоммерфельд исключает этот случай из рассмотрения. Для дальнейших значений квантовых чисел $n+n'$ получается ряд эллипсов, так что число возможных случаев возбуждения спектральной линии равно NM , где $N=n+n'$, $M=m+m'$. В действительности, однако, число способов возбуждения будет иным. «Но, во всяком случае, водородная линия в нашем понимании появляется в результате достаточно сложного наложения различных дискретных процессов».

Далее Зоммерфельд пытался сформулировать правило отбора, позволяющее уменьшить число возможных переходов NM . Он предупреждает, что высказываемые им соображения являются гипотетиче-

скими. Первое положение, определяющее отбор переходов, исходит из того, что энергия, с одной стороны, положительная величина, с другой стороны, в спонтанных процессах должна уменьшаться. Отсюда

$$m+m' > n+n'.$$

Так как фазовые интегралы, зависящие от квантового числа n , являются также положительными, то Зоммерфельд постулирует, что при спонтанных переходах эти интегралы, так же как и энергия, убывают. Таким образом, при спонтанных переходах ни одно из квантовых чисел не может возрасти, следовательно,

$$m \geq n, \quad m' \geq n'.$$

Эти условия уменьшают число возможных переходов. Зоммерфельд полагает, что при $m+m'=M$, $n+n'+n'=N$ число допускаемых переходов равно $N \left(M - \frac{N-1}{2} \right)$. Правило отбора, таким образом, Зоммерфельдом еще не сформулировано, но опыт подсказывает ему необходимость ограничения возможных переходов, приводящих к возникновению спектральных линий. Эти ограничения связаны с вопросом об интенсивности спектральных линий. Зоммерфельд формулирует правило интенсивности в следующих выражениях: для интенсивности линии, которой соответствует переход от (m, m') к (n, n') при условии, что этот переход не запрещен квантовыми неравенствами, интенсивность равна

$$I = \frac{n}{n+n'} \cdot \frac{m}{m+m'}.$$

При этом интенсивность наиболее яркой линии, соответствующей переходу с одной круговой орбиты на другую, принимается за единицу. При нарушении неравенств $m \geq n$, $m' \geq n'$ интенсивность будет малой или даже нулевой. Зоммерфельд указывает на предварительный характер сформулированного им правила интенсивности. Он замечает, что квантовые уравнения и вопросы

интенсивности зависят от деталей возбуждения свечения и вряд ли они подчиняются такой простой и общей теории, какой подчиняется положение спектральных линий. Затем Зоммерфельд рассматривает проблему пространственного квантования. Для определения положения электрона в пространстве вводятся сферические координаты r, ϑ, φ , которым соответствуют квантовые условия:

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = n_1 h, \quad \int_0^\pi p_\vartheta d\vartheta = n_2 h.$$

$$\int p_r dr = n' h.$$

Последний интеграл берется в пределах от $r_{\min}$ до $r_{\max}$, и его вычисление дает

$$2\pi p \left(\frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} - 1 \right) = n' h.$$

Для первого интеграла имеем $p_\varphi = p \cos \alpha$ и, следовательно,

$$2\pi p \cos \alpha = n_1 h.$$

Величина $p_\vartheta = m r^2 \dot{\vartheta}$. Таким образом, получаются следующие уравнения пространственного квантования:

$$\int p_\vartheta d\vartheta = 2\pi p (1 - \cos \alpha) = n_2 h$$

$$2\pi p \cos \alpha = n_1 h.$$

Следовательно,

$$2\pi p = (n_1 + n_2) h, \quad \cos \alpha = \frac{n_1}{n_1 + n_2}.$$

Таким образом, наклон орбиты по отношению к некоторой оси определяется дискретными числовыми значениями. Если $n_1 + n_2 = n$, то $\cos \alpha$ принимает $n + 1$ значений и полное число значений α равно $2n + 1$. На этом результате основана теория нормального эффекта Зеемана, созданная Зоммерфельдом и независимо от него Дебаем в том же, 1916 г. В примечании при корректуре своей работы Зоммерфельд ссылается на свою статью об эффекте Зеемана, опубликованную им в журнале «Pysikalische Zeitschrift». Статья называлась «К теории эффекта Зеемана линий водорода с добавлением об эффекте Штарка». Теория эффекта Штарка была дана в 1916 г.

П. С. Эпштейном. Для того чтобы представить импульсы в виде функций соответствующих им координат ($p_i = p_i(q_i)$), Эпштейн для изучения движения водородного атома в электрическом поле ввел параболические координаты. Тогда квантовые условия записываются в виде

$$2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} p_\xi(\xi) d\xi = n_1 h, \quad 2 \int_{\eta_1}^{\eta_2} p_\eta(\eta) d\eta = n_2 h,$$

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi(\varphi) d\varphi = n_3 h.$$

Отсюда получаются выражения для энергии электрона, которую Эпштейн обозначает через A

$$A = - \frac{N \kappa^2 h c}{(n_1 + n_2 + n_3)^2} + \frac{3 h^2 E}{8 \pi^2 \mu \kappa e c} (n_1 + n_2 + n_3) (n_1 - n_2).$$

Здесь N — постоянная Ридберга, κe — заряд ядра, E — напряженность электрического поля. Таким образом, влияние электрического поля сказывается в увеличении числа энергетических уровней атома, что и приводит к расщеплению спектральных линий в электрическом поле. Вырождение уровней, существовавших до появления электрического поля, снимается. Изменение частоты, обусловленное полем, выражается уравнением

$$\Delta \nu = - \frac{3 h}{8 \pi^2 \mu \kappa e c} E Z,$$

где

$$Z = (m_1 + m_2 + m_3) (m_1 - m_2) - (n_1 + n_2 + n_3) (n_1 - n_2).$$

Числа m и n соответствуют начальной и конечной орбите. Как видим, расщепление пропорционально E и симметрично, т. е. для каждого положительного $\Delta \nu$ имеется соответствующее отрицательное $-\Delta \nu$. Эти факты были установлены Штарком. Для водорода коэффициент при EZ равен $6,43 \cdot 10^{-5}$, если E выражено в вольтах на сантиметр. Смещение, выраженное в длинах волн, будет

$$\Delta \lambda = \lambda^2 \Delta \nu = 6,43 \cdot 10^{-5} \lambda^2 E Z \text{ см.}$$

При этом число Z ограничено неравенствами Зоммерфельда:

$$m_1 \geq n_1, \quad m_2 \geq n_2, \quad m_3 \geq n_3.$$

Совпадение теории с опытом, как отмечает Эпштейн, «блестящее». Вместе с тем обнаруживаются линии, «запрещенные» неравенствами Зоммерфельда. «Интересно, что первые два неравенства выполняются строго, между тем как третье... которое относится к азимуту ξ , по-видимому, справедливо лишь в грубых чертах». Это обстоятельство, отмеченное Эпштейном, отмечается и Зоммерфельдом в разбираемой нами работе. «Что касается поляризации, — пишет Эпштейн, — то подтверждается следующее в высшей степени замечательное эмпирическое правило: четная разность азимутальных квантовых чисел $m_3 - m_2$ ведет к параллельной (p) поляризации, нечетная — к перпендикулярной.

Это правило справедливо во всех случаях без исключения, хотя у нас и нет решительно никаких путей к его пониманию». «Как бы то ни было, — заключает Эпштейн свое изложение теории эффекта Штарка, — ... результаты теории явления Штарка... дают одно из наиболее решительных доказательств в пользу учения о квантах и того применения этого учения к атомистике, которое сделано Бором». К работе Эпштейна по штарк-эффекту Зоммерфельд неоднократно возвращается в своей статье, равно как и к работе Шварцшильда, разработавшего в том же, 1916 г. теорию эффекта Штарка независимо от Эпштейна. Эти исследования связаны с общими принципами динамики, и Зоммерфельд посвящает обследованию этой связи специальный параграф своей работы. Квантовое условие (I)

$$\int p_i dq_i = n_i h$$

не дает указаний на выбор координат. Эпштейн в своем исследовании штарк-эффекта исходил из уравне-

ния Гамильтона-Якоби общей динамики:

$$H\left(q_i, \frac{\partial S}{\partial q_i}\right) = W.$$

(Эпштейн обозначал энергию W через A , функцию действия S через W .) Функция действия S тесно связана с фазовыми интегралами. Так как

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i},$$

то $S = \sum_i \int p_i dq_i$, где f — число степеней свободы.

«Таким образом, — пишет Зоммерфельд, — функция действия Якоби есть сумма наших фазовых интегралов по всем степеням свободы системы». Понятия и методы динамики Гамильтона-Якоби поэтому с успехом могут быть использованы в квантовых задачах. При подходящем выборе переменных уравнение Гамильтона-Якоби может быть проинтегрировано методом разделения переменных, посредством выражения

$$S = \sum S_i(q_i),$$

где каждая отдельная функция S_i зависит только от одной координаты q_i и, кроме того, от f постоянных интегрирования α_h . Такие разделяющиеся переменные Эпштейн считает подчиняющимися квантовому принципу:

$$\begin{aligned} \int p_i dq_i &= \int \frac{\partial S_i}{\partial q_i} dq_i = \\ &= \int \frac{\partial S_i}{\partial q_i} dq_i = [S_i] = n_i h. \end{aligned}$$

При этом $[S_i]$ обозначает модуль периодичности функции S_i , т. е. приращение, испытываемого S_i , когда q_i пробегает всю необходимую для представления всех фаз движения область. Таким образом, движения, выделяемые квантовыми условиями, являются такими движениями, для которых модули периодичности функций действия являются целыми кратными кванта действия h . Именно таким образом Эпштейн выбирал параболические ко-

ординаты для описания эффекта Штарка. Вместе с тем энергия W (или A у Эпштейна) определяется посредством квантовых условий

$$\int p_i dq_i = [S_i] = n_i h$$

и будет величиной, дискретной во всех случаях, где можно найти координаты, относительно которых разделяется дифференциальное уравнение Якоби. Тем самым разделение переменных в уравнении Якоби является достаточным, чтобы получить резкие спектральные линии. Необходимость же этого условия остается под вопросом, на который едва ли можно ответить, как замечает Зоммерфельд.

«Мы исследовали, — заключает этот параграф Зоммерфельд, — связь квантовой теории с методами общей механики, примыкая к изложению Эпштейна. С тем же правом мы могли привлечь изложение Шварцшильда. Действительно, Шварцшильд развил те же самые идеи, как и Эпштейн. Но Шварцшильд ограничил свою формулировку квантового принципа «условно-периодическими движениями». Итак, в работах Эпштейна, Шварцшильда и Зоммерфельда квантовая теория была связана с теорией Гамильтона—Якоби классической механики. Эта связь оказалась необычайно плодотворной и в измененной форме вошла и в новую квантовую механику Гейзенберга и Шредингера.

Вторая часть статьи Зоммерфельда посвящена вопросу о тонкой структуре спектральных линий. Прогресс спектроскопической техники, выразившийся в построении приборов с высокой разрешающей способностью, привел к обнаружению тонких дублетов и триплетов спектральных линий. Эти тонкие факты и подверг теоретическому анализу Зоммерфельд во второй части своей статьи. Этот анализ был основан на идеях теории относительности, и в первых изданиях его книги «Строение атома и спектры» находился параграф, посвященный

изложению основных идей специальной теории относительности.

Впервые на значение теории относительности для строения атома указал Бор в своей статье 1915 г. Он же предложил рассматривать дублет водородных линий как релятивистский эффект второго порядка отношения $\frac{v}{c}$. В своей теории Зоммерфельд опирался на расчеты релятивистского кеплеровского движения, проведенные в работах Вакера 1909 г. и Визниевского 1913 г. для движения планет. Основные моменты расчета содержатся в уравнениях:

$$(1) \quad m r^2 \ddot{\varphi} = \dot{p}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

$$(2) \quad \frac{d}{dt} m \dot{x} = -\frac{eE}{r^2} \cos \varphi,$$

$$\frac{d}{dt} m \dot{y} = -\frac{eE}{r^2} \sin \varphi.$$

$$(3) \quad \frac{d^2 \sigma}{d\varphi^2} + \sigma = \frac{eEm}{p^2} = \frac{eEm_0}{p^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \sigma = \frac{1}{r}.$$

$$(4) \quad m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) - \frac{eE}{r} = W.$$

$$(5) \quad \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1 + \frac{W}{m_0 c^2} + \frac{eE}{m_0 c^2} \sigma.$$

Из уравнений (5) и (3) следует дифференциальное уравнение движения электрона в полярных координатах:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma}{d\varphi^2} + \sigma \left[1 + \left(\frac{eE}{pc} \right)^2 \right] &= \\ &= \frac{eEm_0}{p^2} \left(1 + \frac{W}{m_0 c^2} \right), \end{aligned}$$

интеграция которого дает

$$\sigma = A \cos \gamma \varphi + B \sin \gamma + C,$$

где

$$(6) \quad \gamma^2 = 1 - \left(\frac{eE}{pc} \right)^2,$$

$$C = \frac{eEm_0}{\gamma^2 p^2} \left(1 + \frac{W}{m_0 c^2} \right).$$

Таким образом, орбита оказывается эллипсом с движением перигелия. Если в начальный момент $\varphi=0$ электрон находился в перигелии, то уравнение траектории имеет вид

$$(7) \quad \frac{1}{r} = \sigma = C(1 + \varepsilon \cos \varphi).$$

Если же при $\varphi=0$ электрон находился в афелии, то

$$(7') \quad \frac{1}{r} = \sigma = C(1 - \varepsilon \cos \varphi).$$

Введем обозначения

$$(8) \quad p_0 = \pm \frac{eE}{c}, \quad \gamma^2 = 1 - \frac{p_0^2}{p^2}.$$

Движение перигелия будет зависеть от отношения $\frac{p_0}{p}$. Оно будет медленным и орбита будет эллипсообразной, если $p \gg p_0$. В случае же $p \rightarrow p_0$ орбита будет спиральной и теряет всякое сходство с эллипсом. Отсюда видно важное значение «универсального момента» p_0 , который для атома водорода ($E=e$) равен $p_0 = \frac{e^2}{c}$. Зоммерфельд вводит отношение α этого момента к наименьшему квантовому значению $p_1 = \frac{h}{2\pi}$ углового момента:

$$\alpha = \frac{p_0}{p_1} = \frac{2\pi e^2}{hc}. \quad (\text{Около } 7 \cdot 10^{-3}).$$

Он указывает, что Эйнштейн еще в 1911 г. заметил, что $\frac{e^2}{c}$ имеет размерность h , и думал, что h сводится к этой величине. Препятствием было наличие большого числового множителя между этими величинами. Джинс полагал в 1915 г., что

$$\frac{h}{2\pi} = \frac{(4\pi e^2)^2}{c}.$$

К этим справкам Зоммерфельда мы добавим, что еще Лармор в 1900 г. установил соотношение

$$\frac{v_l}{c} = \frac{l_a}{\lambda},$$

где v_l — скорость орбитального движения электрона в атоме, l_a — диаметр орбиты и это соотношение, если подставить вместо v_l и l_a их

значения, из теории Бора дает величину α . Зоммерфельд заканчивает параграф, в котором вводится величина α , словами: «Теперь мы видим, что этот числовой множитель, названный выше α , является фундаментальной величиной для описания тонкой структуры спектральных линий».

Из квантовых условий

$$\int p_\varphi d\varphi = nh, \quad \int p_r dr = n'h,$$

Зоммерфельд получает азимутальное квантовое условие

$$2\pi p = nh,$$

и радиальное квантовое условие в виде

$$\begin{aligned} 2\pi p \gamma \left(\frac{1}{\gamma(1-\varepsilon^2)} - 1 \right) &= \\ &= 2\pi \sqrt{p^2 - p_0^2} \left(\frac{1}{\gamma(1-\varepsilon^2)} - 1 \right) = n'h. \end{aligned}$$

Вычисления приводят к следующему соотношению для энергии:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{W}{m_0 c^2} &= \\ &= \left\{ 1 + \frac{\left(\alpha \frac{E_l}{e} \right)^2}{\left[n' + n \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha E}{ne} \right)^2} \right]} \right\}^{-1/2}. \end{aligned}$$

Отсюда получаем частоты спектральных линий:

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{m_0 c^2}{h^2} \times \\ &\times \left\{ \left[1 + \frac{\left(\frac{\alpha E}{e} \right)^2}{\left[n' + n \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha E}{ne} \right)^2} \right]^2} \right]^{-1/2} - \right. \\ &\left. - \left[1 + \frac{\left(\frac{\alpha E}{e} \right)^2}{\left[m' + m \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha E}{me} \right)^2} \right]^2} \right]^{-1/2} \right\}. \end{aligned}$$

Для водорода $E=e$:

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{m_0 c^2}{h^2} \left\{ \left(1 + \frac{\alpha^2}{(n' + \sqrt{n'^2 - \alpha^2})^2} \right)^{-1/2} - \right. \\ &\left. - \left(1 + \frac{\alpha^2}{(m' + \sqrt{m'^2 - \alpha^2})^2} \right)^{-1/2} \right\}. \end{aligned}$$

«тогда как по обычной механике энергии $n + n'$ различных круговых и эллиптических орбит, относящихся к одному и тому же значению $n + n'$, в точности совпадают, они, если принять во внимание переменную массу электрона, несколько различаются для этих $n + n'$ орбит».

Мы бы сказали теперь, что релятивистская поправка снимает вырождение.

Развертывая выражение $1 + \frac{W}{m_0 c^2}$ по степеням малой величины α , Зоммерфельд получает выражение для

$$W = -\frac{Nh}{(n + n')^2} \left(\frac{E}{e}\right)^2 \times \\ \times \left[1 + \frac{\alpha^2}{(n + n')^2} \left(\frac{E}{e}\right)^2 \left\{ \frac{1}{4} + \frac{n'}{n} \right\} \right].$$

Таким образом, релятивистский эффект сказывается, с одной стороны, в повышении энергетического уровня в

$$\frac{1}{4} \cdot \frac{\alpha^2}{(n + n')^2} \cdot \frac{E^2}{e^2}$$

раз. Эту часть Зоммерфельд называет «релятивистской поправкой». С другой стороны, релятивистский эффект дает дополнительное повышение энергии, различное для различных эллипсов. Доля этого эффекта составляет величину

$$\frac{n'}{n} \cdot \frac{\alpha^2}{(n + n')^2} \cdot \frac{E^2}{e^2}.$$

Эту часть Зоммерфельд назвал «расщеплением энергии». Все эти поправки определяются величиной α^2 , которая, по Зоммерфельду, составляет около $5 \cdot 10^{-5}$. Далее Зоммерфельд дает более высокое приближение, учитывая члены с α^6 .

Для видимого спектра эти уточнения излишни и можно ограничиваться разложением до α^2 . В этом случае получаются следующие расщепления линий:

а) $n + n' = 2$, $n = 2$, $n = 1$

($n = 0$ исключается как маятниковая орбита). Этим двум значениям азимутального числа n соответ-

ствуют два уровня энергии: $W_{2,0}$, $W_{1,1}$. Разность этих уровней

$$-\Delta W = W_{1,1} - W_{2,0} = -\frac{Nh\alpha^2}{2^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4$$

При переходе на эти уровни получается расщепление линий на две (дублеты). Разность частот дублета

$$\Delta \nu = -\frac{W_{1,1} - W_{2,0}}{h} = \frac{N\alpha^2}{2^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4.$$

Для $n + n' = 3$ получаем триплеты соответственно трем способам разложения числа $n + n' = 3$, $3 = 3 + 0$, $3 = 2 + 1$, $3 = 1 + 2$. Соответствующие значения энергии будут $W_{3,0}$, $W_{2,1}$, $W_{1,2}$. При этом

$$W_{2,1} - W_{3,0} = -\frac{Nh\alpha^2}{3^4} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{E}{e}\right)^4,$$

$$W_{1,2} - W_{2,1} = -\frac{Nh\alpha^2}{3^4} \cdot \frac{3}{2} \left(\frac{E}{e}\right)^4$$

и разность частот компонент

$$\Delta \nu_1 = -\frac{W_{2,1} - W_{3,0}}{h} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N\alpha^2}{3^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4,$$

$$\Delta \nu_2 = -\frac{W_{1,2} - W_{2,1}}{h} = \frac{3}{2} \cdot \frac{N\alpha^2}{3^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4.$$

Так что $\Delta \nu_1 : \Delta \nu_2 = 1 : 3$.

Для $n + n' = 4$ получается квартетное расщепление, причем $\Delta \nu_1 : \Delta \nu_2 : \Delta \nu_3 = 1 : 2 : 6$.

Для $n + n' = 5$ получаются квинтеты: $\Delta \nu_1 : \Delta \nu_2 : \Delta \nu_3 : \Delta \nu_4 = 3 : 5 : 10 : 30$. Серийный терм $n + n' = 1$ является простым. Он соответствует одной и только одной круговой орбите. Среди водородоподобных термов это единственный простой терм. Характер мультиплетности, соответствующий постоянному положительному терму, повторяется в каждой побочной серии. Главная серия соответствует переменному отрицательному терму и простому постоянному терму. Если же мультиплетность производится как положительным постоянным термом, так и отрицательным переменным, то характер картины тонкой структуры необычайно усложняется. Некоторые из вычисленных по формулам Зоммерфельда линий фактически не существуют, другие имеют малую интенсивность. Аналогичные соотноше-

ния имеют место в водородоподобных спектрах, и именно тем точнее, чем более водородоподобный характер они носят.

Обсуждая вопрос о тонкой структуре водородных линий, Зоммерфельд указывает, что постоянный терм бальмеровской серии $\frac{1}{2^2}$ дает начало дублетам с постоянной разностью частот $\Delta\nu_H$. Эта разность равна ($E = e$):

$$\Delta\nu_H = \frac{N\alpha^2}{2^4} = 0,363.$$

При этом α^2 принято равным $5,3 \cdot 10^{-5}$, $N = 1,097 \cdot 10^5$. По данным Майкельсона, для линий H_α $\Delta\nu = 0,32$, для H_γ $\Delta\nu = 0,42$. Соответствующие значения разности длин волн $\Delta\lambda$ составляют соответственно $\Delta\lambda_\alpha = 0,14 \text{ \AA}$.

$\Delta\nu_\gamma = 0,08 \text{ \AA}$. По данным Фабри и Бюиссона, $\Delta\nu_\alpha = 0,307$, $\Delta\nu_\gamma = 0,132$. Зоммерфельд считает наиболее приемлемыми эти последние.

На возникающий из постоянного терма дублет налагается мультиплет, возникающий из второго переменного терма. В случае линии H_α обе компоненты дуплета состоят из триплета, для линии H_β из квартета, для H_γ из квинтета и т. д. Зоммерфельд подробно разбирает все случаи расщепления водородных линий, расположение смещенных линий, соотношение их интенсивностей и т. д. Он приводит символические обозначения линий, данные Ф. Пашеном и С. А. Поповым в 1914 г. Согласно этим обозначениям частоты линий представляются в виде разностей термов (для 1-й побочной или диффузной серии):

$$\nu = np^j - md^i,$$

где n, m — номера термов, i, j имеют значения ($i \geq j$): $i, j = 1, 2, 3$ для триплетов, $i, j = 1, 2$ для дуплетов. Работа Пашена 1916 г., посвященная измерениям со спектром ионизированного гелия, подтвердила теорию Зоммерфельда. При этом измерения Пашена дали для $\Delta\nu_H$ значения между 0,35 и 0,37. Зоммер-

фельд полагает из этих измерений для смещения

$$\Delta\nu_H = 0,360 + \Theta \cdot 0,10,$$

где Θ — положительная или отрицательная дробь. Отсюда

$$\alpha^2 = (5,25 + \Theta \cdot 0,15) \cdot 10^{-5},$$

$$\alpha = (7,25 + \Theta \cdot 0,10) \cdot 10^{-3}.$$

Зоммерфельд указывает, что тонкие спектроскопические измерения позволяют определить атомные константы m, e, h . Во-первых, предельное значение постоянной Ридберга N_∞ для бесконечно большой массы ядра дает возможность определить более точно одну из этих величин, если две известны:

$$N_\infty = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3}.$$

Далее, из значений

$$N_H = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3 \left(1 + \frac{m}{m_H}\right)},$$

$$N_{He} = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3 \left(1 + \frac{m}{m_{He}}\right)}$$

можно определить независимо e/m , так как

$$\frac{m}{m_H} = \frac{e}{m_H} : \frac{e}{m} = cF : \frac{e}{m}.$$

К этим уравнениям, данным Бором, Зоммерфельд добавляет уравнение для постоянной тонкой структуры

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{ch^3},$$

которая определяется из измерений водородного дублета либо гелиевого триплета. Тогда получаем три независимых уравнения (вместе с уравнениями Бора для N_H и N_{He}) для определения e, m, h .

Если к ним прибавить еще соотношения

$$\frac{k}{m_H} = R, \quad \frac{e}{m_H} = cF, \quad \frac{1}{m_H} = L,$$

где k — постоянная Больцмана, F — число Фарадея, R — постоянная Клапейрона, L — число Лошмидта, то отсюда получаем и значения m, h .

k, *L*. Однако возможность спектроскопического определения атомных величин появилась только после измерений Ф. Пашена, опубликованных в том же, 1916 г. в том же журнале, в каком появилась статья Зоммерфельда. Из его измерений *a* получалось

$$\frac{e^2}{h} = (3,46 + \Theta \cdot 0,05) \cdot 10^7.$$

Далее он определял из своих измерений N_H и N_{He} , что приводило к значениям

$$\frac{e}{m} = 1,765 \cdot 10^7 \text{ C}, \quad N_{\infty} = 1,0974 \cdot 10^5.$$

Это приводит к значениям

$$e = (4,69 + \Theta \cdot 0,20) \cdot 10^{-10}, \\ h = (6,35 + \Theta \cdot 0,45) \cdot 10^{-27}.$$

Чтобы уменьшить неопределенность этих выражений, Зоммерфельд привлекает экспоненциальную константу в законе излучения, определенную в том же, 1916 г. Варбургом:

$$C = \frac{ch}{k} = \frac{c^2 F}{R} \cdot \frac{L}{e} = 1,430 \pm 0,010.$$

Зоммерфельд дает более широкое значение этой константы, введя правильную дробь η (положительную или отрицательную):

$$C = 1,430 + \eta \cdot 0,010.$$

Сравнивая это значение *C* со значением, получаемым при подстановке предыдущих значений *e* и *h* ($C = 1/416 + \Theta \cdot 0,04$), получим

$$\Theta \cdot 0,04 = 0,014 + \eta \cdot 0,010;$$

$$\Theta = 0,35 + \frac{\eta}{4}.$$

Отсюда получается таблица значений:

$$e = (4,76 + \eta \cdot 0,05) \cdot 10^{-10}, \\ h = (6,51 + \eta \cdot 0,11) \cdot 10^{-27}, \\ a^2 = (5,30 + \eta \cdot 0,04) \cdot 10^{-5}, \\ \Delta v_H = 0,363 + \eta \cdot 0,0025, \\ m_H = (1,64 + \eta \cdot 0,02) \cdot 10^{-24}, \\ L = (6,08 + \eta \cdot 0,06) \cdot 10^{23}.$$

Эти значения Зоммерфельд сравнивает со значениями, полученными Планком в его первой и второй статье, и со значениями Милликена, полученными в 1916 г.:

Планк I	$e = 4,69 \cdot 10^{-10},$ $h = 6,55 \cdot 10^{-27},$
Планк II	$e = 4,67 \cdot 10^{-10},$ $h = 6,41 \cdot 10^{-27},$
Милликен	$e = 4,77 \cdot 10^{-10},$ $h = 6,57 \cdot 10^{-27}.$

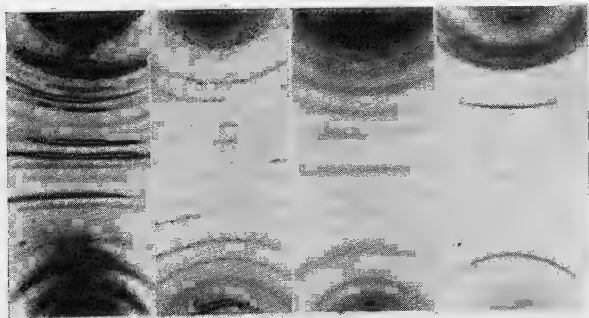
Таким образом, значения Планка выпадают из пределов спектроскопических измерений, тогда как значения Милликена входят в них при $\eta = 1/5$. Зоммерфельд выражает уверенность, что последующие измерения уничтожат всякие сомнения в точности спектроскопических единиц.

«В нашей теории тонкой структуры, — писал он в своей книге «Строение атома и спектры», — слились вместе три главных направления современной теоретической физики: электронная теория, квантовая теория и теория относительности».

Другими словами, теория тонкой структуры имела не просто техническое значение уточнения деталей эксперимента, но и важное теоретическое значение. Но исследованием Зоммерфельда 1916 г. она еще не была завершена, оставались необъяснимые детали, не были сформулированы правила отбора. Следующий шаг в развитии теории был сделан уже Дираком.

Последняя, третья часть статьи Зоммерфельда посвящена теории рентгеновских спектров. Открытие Лауэ, Фридриха и Книппинга, с одной стороны, и У. Г. Брэгга и У. Л. Брэгга — с другой, привели к созданию спектрометра для рентгеновских лучей, в котором М. де Бройль заменил ионизационную камеру фотографической пластинкой. Мозли, В. Коссель (1914), М. Зигбан (1916) заложили основы рентгеноскопии, Дебай и Шерер в 1916 г. разработали дифракционный метод кристаллических порошков для исследования структуры кристаллов.

В результате этих исследований были изучены спектры серий *K* и *L* рентгеновских лучей, открыта серия



Рентгенограммы, полученные по методу Дебая — Шеррера.

M (Зигбан, 1916). Для частот линии K_α Мозли установил соотношение, которое можно записать в форме разности двух термов:

$$\nu = N(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Таким образом, Мозли полагал, что линия K_α образуется при переходе электрона со второго кольца на первое. Он нашел также частоту линии K_β . Других линий серии K Мозли не нашел, зато нашел четыре линии серии L , которые обозначил символами L_α , L_β , L_γ , L_δ . Коссель в 1914 г. предположил, что между частотами линий K и L существует соотношение

$$K_\beta - K_\alpha = L_\alpha.$$

Коссель предполагает, что механизм возбуждения K -серии заключается в том, что электрон удаляется с самой внутренней оболочки (K -оболочки) на периферию атома. На освободившееся место перескакивает электрон из внешних слоев, излучая энергию. Линия K_α возбуждается при переходе электрона из L -оболочки на K -оболочку, линия K_β возбуждается при переходе электрона на K -оболочку из M -оболочки. Частота ли-

нии K_β больше, чем частота линии K_α , но интенсивность меньше. Зигбан нашел четыре линии серии K , которые обозначил соответственно α_2 , α_1 , β_1 , β_2 в порядке возрастающих частот, Зоммерфельд ввел обозначения α' , α , β , γ . Серия L получается аналогично при переходе электрона из внешних слоев M , N , ... на освободившееся место в слое L .

Зоммерфельд обозначает K -, L - и M -термы соответственно:

$$K\text{-терм: } K = N \frac{Z-k}{a^2},$$

где Z — порядковое число, $k=1$, $a=1$, по Мозли.

$$L\text{-терм: } L = N \frac{(Z-l)}{b^2},$$

где $l=7,4$, $b=2$, по Мозли.

$$M\text{-терм: } M = N \frac{(Z-m)}{c^2}.$$

N — постоянная Ридберга

При этом частоты колебаний получаются по схеме:

$$\text{для } K_\alpha \quad \nu = K - L,$$

$$\text{для } K_\beta \quad \nu = K - M,$$

$$\text{для } L_\alpha \quad \nu = L - N.$$

$$\dots \dots \dots$$

В такой форме выглядит комбинационный принцип Ритца для рентгеновских спектров. Однако Зоммерфельд показал, что эти равенства являются только приближенными, так как оболочки L , M , N , O , P имеют более сложную структуру. Зоммерфельд вычисляет дублеты K - и L -серии. Он находит, что разность частот дублета L_{α} связана с разностью частот дублета H_{α} водорода соотношением

$$\Delta\nu = (Z - 1)^4 \cdot \Delta\nu_H$$

Вместе с тем существуют две группы дублетов, одни обязаны своим происхождением общему начальному уровню, но разным конечным, другие — общему конечному уровню, но разным начальным. В более поздних работах, когда Зоммерфельд обозначал подоболочки римскими индексами, он приводит таблицу дублетов, которую мы воспроизводим в измененном и сокращенном виде.

Дублет		Переход
Обозначения Зоммерфельда	Обозначения Зигбана	
$\left\{ \begin{array}{l} \alpha^1 \\ \alpha \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_2 \\ \alpha_1 \end{array} \right.$	$M_{IV} \rightarrow L_{III}$ $M_V \rightarrow L_{III}$
$\left\{ \begin{array}{l} \alpha^1 \\ \beta \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_2 \\ \beta_1 \end{array} \right.$	$M_{IV} \rightarrow L_{III}$ $M_{IV} \rightarrow L_{II}$
$\left\{ \begin{array}{l} \gamma^1 \\ \gamma \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ \beta_2 \end{array} \right.$	$M_{IV} \rightarrow L_{III}$ $M_V \rightarrow L_{III}$
$\left\{ \begin{array}{l} \gamma^r \\ \delta \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ \gamma \end{array} \right.$	$M_{IV} \rightarrow L_{III}$ $M_{IV} \rightarrow L_{II}$

Важное место в исследовании Зоммерфельда занимает вопрос о возбуждении и поглощении рентгеновских лучей. Этому вопросу посвящен последний, восьмой параграф третьей части его статьи. Именно здесь он выражает сомнение в справедливости простого комбинационного правила Косселя ввиду сложной структуры электронных оболочек. Здесь он анализирует связь между границей поглощения рент-

геновских лучей, открытой Е. Вагнером в 1915 г., и границей возбуждения K - и L -серии. Согласно представлениям Косселя эти серии возбуждаются, когда электрон падает с какого-либо более внешнего слоя A , которому соответствует номер X на освободившееся место в слое A или L . Частоты этих серий Зоммерфельд представляет формулами:

$$\frac{\nu_{AK}}{N} = (Z - k)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{x^2} \right),$$

$$\frac{\nu_{AL}}{N} = (Z - l)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{x^2} \right).$$

Зоммерфельд представляет, что номер x измеряет протяженность невозмущенного кулонового поля. Поскольку $x > 2$, термы K и L , соответствующие боровским номерам 1 и 2, находятся целиком внутри кулоновой области и являются водородоподобными. Более высокий терм, соответствующий числу 3, возмущен действием электронного облачка («электронной сферы», по терминологии Зоммерфельда), и поэтому M -, N -, O -, P -термы не водородоподобны. Радиус электронной сферы имеет порядок атомного радиуса, точнее, несколько меньше атомного радиуса. В отличие от атомного радиуса, который испытывает периодические изменения, радиус внутренней или «средней» электронной сферы R постепенно убывает с возрастанием порядкового номера, что объясняется увеличением притяжения заряда ядра. Никакой периодичности радиуса R не замечается.

Зоммерфельд подчеркивает далее, что различие между оптическими и рентгеновскими спектрами заключается в том, что оптические спектры возбуждаются периферическими электронами, не принадлежащими к электронному облаку, тогда как рентгеновские спектры испускаются внутри этого облака. Как оптические, так и рентгеновские спектры будут тем более водородоподобными, чем дальше от электронного облака расположено место их воз-

буждения. Поэтому в видимых спектрах простота сериального закона сохраняется тем лучше, чем выше сериальный номер, в рентгеновских же спектрах, наоборот, только для наиболее низких чисел 1 и 2 (серии K и L); для высших номеров орбиты проникают в электронное облако и, чем более это проникновение, тем сложнее сериальный закон.

Далее, в оптических спектрах сериальный терм является одновременно границей спектра испускания данной серии. Наоборот, в рентгеновских спектрах сериальный терм отличен от границы спектра испускания, а граница спектра испускания совпадает с границей поглощения, обнаруженной Вагнером. Поэтому, указывает Зоммерфельд, измерение поглощения имеет важное значение для понимания процессов излучения и для структуры боровской модели.

«Главным результатом нашей теории в ее применении к рентгеновским спектрам, — заключает Зоммерфельд свою статью, — является сведение L дублетов к водородным дублетам... к выделению L -терма присоединилось выделение K -, M -, N -, O -, P -термов. То, что при этом K - и L -термы, а не следующие M -, N ... термы оказались водородоподобными, является весьма удовлетворительным и указывает на то, что в более периферических частях атома — месте, в котором разыгрываются процессы M -, N ... термов, соотношения оказываются менее простыми, чем в центральных частях, где проходят K - и L -орбиты. Менее удовлетворительными являются дробные и частью отрицательные характеристики ядерного заряда, к которым приводит наше вычисление; то, что при этом относящиеся к K - и L -термам числа k и l оказываются совершенно независимыми от порядкового номера (а именно, вплоть до наименьших значений Z , для которых еще имеются наблюдения), является опять-таки весьма замечательным для этой мо-

дели; отсюда можно заключить что внутреннее строение атома для всех Z , вне определенной границы в основном оказывается одинаковым. Замечательно также, что до сих пор еще не обнаружилось в области рентгеновских спектров никакого указания на «периодическую систему элементов». Очевидно, только внешние части атомов, в которых разыгрываются оптические и химические процессы, имеют периодическую природу; внутренние же части, в которых происходят те электронные движения, которые приводят к испусканию и поглощению рентгеновских лучей, являются, напротив, совершенно однородными и определяются линейно-возрастающим образом через порядковый номер элемента».

Чтобы покончить здесь с вопросом о рентгеновских лучах, укажем, что в 1915 г. Дюан и Хант установили закон, определяющий коротковолновую границу непрерывного спектра. Этот закон гласит, что предельная длина волны, соответствующая коротковолновой границе, измеряется с напряжением в трубке таким образом, что произведение длины волны λ_{min} на напряжение V остается постоянным:

$$\lambda_{min}V = \text{const.}$$

Существование этой границы было теоретически предсказано Эйнштейном еще в 1909 г. Закон Дюана и Ханта был подтвержден многочисленными исследованиями Е. Вагнера, Хэлла, Хэлла и Райса, Вебстера и др. Эти исследования не только подтвердили справедливость закона, но и дали возможность нового определения константы h . Поскольку этот закон естественно вытекает из теории фотоэффекта Эйнштейна:

$$eV = h\nu = h\frac{c}{\lambda},$$

$$\lambda V = \frac{hc}{e} = k = 12\,340,$$

если λ выражено в ангстремах, а V в вольтах, Вагнер из своих измере-

ний нашел $h = 6,52 \cdot 10^{-27}$, Мюллер $h = 6,57 \cdot 10^{-27}$ (измерения выполнены в 1916 г.). Так квантовая теория нашла новое подтверждение.

Оценивая закон Дюана—Ханта, известный немецкий физик В. Герлах писал: «Закон Дюана—Ханта замечателен, с одной стороны, тем, что он в количественном отношении соответствует балансу энергии Эйнштейна $eV = h\nu$ и тем самым представляет этому фундаментальному квантовому правилу принципиальную роль в теории непрерывного рентгеновского спектра, с другой стороны, тем, что он по своему смыслу соответствует закону смещения Вина для теплового спектра».

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА

Интересно, что закон смещения Вина сыграл значительную роль в развитии квантовой теории с момента зарождения ее в недрах теории излучения Планка. Мы встречали этот закон в теории световых квантов Эйнштейна 1905 г., в которой, как мы видели, Эйнштейн исходил как раз из закона Вина, а не общей формулы Планка. Вот и сейчас, переходя к истории возникновения теории адиабатических инвариантов, имевшей важное значение в развитии старой квантовой механики, мы вновь встретимся с законом Вина. Эренфест, устанавливая основы этой теории, писал: «Закон смещения Вина выведен на классической основе, и произведенная работа при адиабатически-обратимом сжатии вычисляется только на основе классической электродинамики. И однако этот не квантово выведенный закон остается непоколебимым среди квантового урагана. Этот факт — замечателен».

Теория адиабатических инвариантов возникла в связи с необходимостью дать общие правила для выбора квантуемых величин. «Уже 15 лет, — писал П. С. Эренфест 1916 г. в статье «Адиабатические инварианты и квантовая теория», — имеют дело

при рассмотрении все более многочисленных проблем одновременно как с основными формулами классической механики и электродинамики, так и с противоречащей им квантовой гипотезой. В этом трудном состоянии предоставляется такту и, насколько возможно, контролю опыта установить: в какой мере следует использовать или игнорировать каждую из обоих основ. Естественно возникает живейшее желание иметь какую-либо общую точку зрения для соответствующего разграничения между «классическим» и «квантовым». К этой общей точке зрения Эренфест подходил через ряд статей, а именно:

А. «Какие черты гипотезы квантов играют существенную роль в теории теплового излучения». 1911.

В. «Замечания, относящиеся к удельной теплоемкости двухатомных газов». 1913.

С. «Механическая теория Больцмана и ее отношение к теории квантов». 1914, а также рядом статей по статистической механике и в первую очередь знаменитой статьей, написанной им совместно с женой Т. Афанасьевой-Эренфест для Энциклопедии математических наук в 1909—1911 гг. и статьей 1916 г. «К Больцмановской теореме об энтропии и вероятности», которую Эренфест в своей разбираемой нами статье обозначает буквой *D*. Кроме того, Эренфест опирался на адиабатическую гипотезу, сформулированную Эйнштейном в 1914 г. в статье «К квантовой теории». Эта гипотеза заключается в утверждении, что при адиабатически обратимом воздействии на систему движения систем «дозволенные» квантовой теорией переходят опять в «дозволенное» движение.

Адиабатическую гипотезу Эренфест сформулировал как раз 1914 г., когда появилась в «Известиях Амстердамской Академии наук» статья «Механическая теория Больцмана и ее отношение к теории квантов». Русский физик Ю. А. К р у т к о в, разрабатывавший позже адиабати-

ческую гипотезу; указывал, что Эренфест еще в 1913 г. указал ему на значение величин, названных Эренфестом адиабатическими инвариантами. Статья 1916 г. представляет собой развитие адиабатической гипотезы Эренфеста—Эйнштейна. Здесь он определяет адиабатические инварианты как такие величины, которые сохраняют свое значение после адиабатического воздействия на движущиеся системы. В частности, еще в статье 1914 г. Эренфест показал, что для произвольных периодических движений с одной или несколькими степенями свободы существует

адиабатический инвариант $\frac{2\bar{T}}{\nu}$, где ν — частота, $\bar{T}$ — средняя по времени кинетическая энергия системы.

Эренфест следующим образом характеризует цели своей статьи.

«1. По возможности определенно формулировать адиабатическую гипотезу и одновременно сделать очевидной неясность, сохраняющуюся в особенности в случае неперiodических движений.

2. Показать, какое значение приписывается в квантовой теории адиабатическим инвариантам. В частности, обсуждение инварианта $\frac{2\bar{T}}{\nu}$ прокладывает мост между адиабатической гипотезой, с одной стороны, и квантовым принципом Планка, Дебая, Бора, Зоммерфельда — с другой.

4. Указать на трудности, возникающие при применении адиабатической гипотезы, коль скоро адиабатически обратимые изменения проходят через сингулярные движения.

5. По меньшей мере пояснить, как эта адиабатическая проблема связана с вопросом о статистических

корнях II начала термодинамики. Статистически-механическое обоснование Больцмана опирается на статистическую основу, которая разрушается квантовой теорией. С этого момента мы, быть может, обладаем статистическим выводом II начала для некоторых специальных систем (например для систем с синусоидальными колебаниями), но не для общих систем». (В этом месте Эренфест делает ссылку на свою статью 1914 г. «К больцмановской теореме об энтропии и вероятности.»

Свои вводные замечания Эренфест заключает следующим предположением о характере адиабатической гипотезы: «Может быть, подробное исследование установит, что адиабатическую гипотезу нельзя поддерживать в общем случае. Во всяком случае, как мне кажется, справедливость закона смещения Вина указывает на то, что при построении квантовой теории адиабатически обратимые процессы занимают особое место; что для них в большинстве случаев еще можно опираться на классические основы».

Несколькими годами позже Ю. А. Крутков выразит значение адиабатической гипотезы в старой квантовой теории в следующих словах: «Гипотеза квантов обладает той особенностью, что она, несмотря на почти двадцатилетнее существование (Крутков писал эти слова 9 января 1921 г.), вовсе не получила общей формулировки, позволяющей прилагать ее к частным случаям. В каждом отдельном случае физическому чутью исследователя представлен широкий или, верней, полный произвол. Решение «адиабатической задачи уменьшает этот произвол настолько, что во многих случаях его можно считать исчезающим. Таким образом, наш метод, не давая, конечно, «объяснения» гипотезе квантов, на что он и не может претендовать, дает ей твердое обоснование. Всякая попытка «квантовать» неадиабатические инварианты должна быть без всякого обсуждения отброшена».

* Отметим, что инвариантный, характер этого отношения был показан на примере маятника с бесконечно медленно меняющейся длиной Лоренцем и Эйнштейном в дискуссии на Сольвеевском конгрессе 1911 г.

ординаты для описания эффекта Штарка. Вместе с тем энергия W (или A у Эпштейна) определяется посредством квантовых условий

$$\int p_i dq_i = [S_i] = n_i h$$

и будет величиной, дискретной во всех случаях, где можно найти координаты, относительно которых разделяется дифференциальное уравнение Якоби. Тем самым разделение переменных в уравнении Якоби является достаточным, чтобы получить резкие спектральные линии. Необходимость же этого условия остается под вопросом, на который едва ли можно ответить, как замечает Зоммерфельд.

«Мы исследовали, — заключает этот параграф Зоммерфельд, — связь квантовой теории с методами общей механики, примыкая к изложению Эпштейна. С тем же правом мы могли привлечь изложение Шварцшильда. Действительно, Шварцшильд развил те же самые идеи, как и Эпштейн. Но Шварцшильд ограничил свою формулировку квантового принципа «условно-периодическими движениями». Итак, в работах Эпштейна, Шварцшильда и Зоммерфельда квантовая теория была связана с теорией Гамильтона—Якоби классической механики. Эта связь оказалась необычайно плодотворной и в измененной форме вошла и в новую квантовую механику Гейзенберга и Шредингера.

Вторая часть статьи Зоммерфельда посвящена вопросу о тонкой структуре спектральных линий. Прогресс спектроскопической техники, выразившийся в построении приборов с высокой разрешающей способностью, привел к обнаружению тонких дублетов и триплетов спектральных линий. Эти тонкие факты и подверг теоретическому анализу Зоммерфельд во второй части своей статьи. Этот анализ был основан на идеях теории относительности, и в первых изданиях его книги «Строение атома и спектры» находился параграф, посвященный

изложению основных идей специальной теории относительности.

Впервые на значение теории относительности для строения атома указал Бор в своей статье 1915 г. Он же предложил рассматривать дублет водородных линий как релятивистский эффект второго порядка отношения $\frac{v}{c}$. В своей теории Зоммерфельд опирался на расчеты релятивистского кеплеровского движения, проведенные в работах Вакера 1909 г. и Визниевского 1913 г. для движения планет. Основные моменты расчета содержатся в уравнениях:

$$(1) \quad m r^2 \ddot{\varphi} = \dot{p}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

$$(2) \quad \frac{d}{dt} m \dot{x} = -\frac{eE}{r^2} \cos \varphi,$$

$$\frac{d}{dt} m \dot{y} = -\frac{eE}{r^2} \sin \varphi.$$

$$(3) \quad \frac{d^2 \sigma}{d\varphi^2} + \sigma = \frac{eEm}{p^2} = \frac{eEm_0}{p^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \sigma = \frac{1}{r}.$$

$$(4) \quad m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) - \frac{eE}{r} = W.$$

$$(5) \quad \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1 + \frac{W}{m_0 c^2} + \frac{eE}{m_0 c^2} \sigma.$$

Из уравнений (5) и (3) следует дифференциальное уравнение движения электрона в полярных координатах:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\varphi^2} + \sigma \left[1 + \left(\frac{eE}{pc} \right)^2 \right] = \frac{eEm_0}{p^2} \left(1 + \frac{W}{m_0 c^2} \right),$$

интеграция которого дает

$$\sigma = A \cos \gamma \varphi + B \sin \gamma + C,$$

где

$$(6) \quad \gamma^2 = 1 - \left(\frac{eE}{pc} \right)^2,$$

$$C = \frac{eEm_0}{\gamma^2 p^2} \left(1 + \frac{W}{m_0 c^2} \right).$$

взаимодействии излучения и материи верны, — пишет Эйнштейн, — то они должны давать больше, чем правильное статистическое распределение *внутренней* энергии молекул. А именно, при поглощении и испускании излучения происходит также передача *импульса* молекулам, а это приводит к тому, что посредством одного взаимодействия излучения и молекул устанавливается определенное распределение скоростей молекул». Эйнштейн полагает, что это распределение должно быть тождественно с распределением, устанавливаемым благодаря взаимным столкновениям молекул, т. е. должно быть тождественно с максвелловским распределением. Это приводит к требованию, что средняя кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы молекулы, находящейся в поле планковского излучения, должна

равняться $\frac{1}{2}kT$, независимо от природы молекулы и испускаемых и поглощаемых ею частот. «В этой статье мы докажем, что это далеко идущее требование действительно удовлетворяется самым общим образом, тем самым наша простая гипотеза об элементарных процессах испускания и поглощения получает новую опору». В связи с этим Эйнштейн ставит вопрос: испытывает ли молекула отдачу, когда она излучает энергию ϵ ? С точки зрения классической электродинамики при излучении энергии ϵ тело испытывает отдачу, соответствующую импульсу $\frac{\epsilon}{c}$. Но если излучение осуществляется волной, симметрично расходящейся во все стороны, то отдача не происходит, она происходит только тогда, когда излучение ϵ локализовано в определенном направлении. «Оказывается, — подчеркивает Эйнштейн, — что мы тогда приходим к непротиворечивой теории, когда представляем такой элементарный процесс (испускания или поглощения излучения. — П. К.) полностью направленным. В этом

состоит главный результат последующих рассуждений».

Таким образом, Эйнштейн в своей знаменитой статье становится на точку зрения «игольчатого излучения», локализованного в определенных направлениях. Кванту такого излучения, обладающему энергией ϵ , соответствует импульс $\frac{\epsilon}{c}$. Это материальное образование получило позже название «фотон» (1923. А. Комптон).

Далее Эйнштейн принимает гипотезу Бора, что молекула, если отвлечься от ее ориентации и поступательного движения, может принимать только дискретные состояния $Z_1, Z_2, \dots, Z_n, \dots$, в которых она обладает энергией $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n, \dots$. Если эти молекулы являются молекулами газа, то относительная частота W_n состояния Z_n определяется формулой Больцмана

$$W_n = p_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}},$$

где p_n — статистический «вес» состояния Z_n . Этот закон Эйнштейн называет «далеко идущим обобщением закона распределения скоростей Максвелла». Он подчеркивает, что последние принципиальные успехи квантовой теории связаны с теоретическим определением возможных квантовых состояний и их весов p_n .

Далее Эйнштейн переходит к своим знаменитым гипотезам об обмене энергией излучением. Он рассматривает два квантовых состояния Z_n и Z_m , энергии которых удовлетворяют неравенству $\epsilon_m > \epsilon_n$. Молекула переходит из состояния Z_n в состояние Z_m , поглотив избыточную энергию $\epsilon_m - \epsilon_n$. При обратном переходе $Z_m \rightarrow Z_n$ она отдает эту избыточную энергию. Частота этой испускаемой или поглощаемой энергии имеет величину ν , характерную для данной комбинации индексов (m, n) . Затем Эйнштейн переходит к гипотезам, относящимся к переходу (m, n) .

1. **Гипотеза испускания.** Молекула может перейти из состояния Z_m в состояние Z_n спонтанно, не нуждаемая внешними причинами. При этом она испускает энергию $\epsilon_m - \epsilon_n$ в виде излучения с частотой ν . Вероятность dW того, что этот переход действительно произойдет за промежуток времени dt , по Эйнштейну, определяется уравнением

$$dW = A_m^n dt, \quad (A)$$

где A_m^n означает характерную для данной комбинации индексов (m, n) константу.

2. **Гипотеза об облучении** (Einstrahlung). Гипотеза об облучении Эйнштейна заключается в том, что молекула, находящаяся в поле излучения с объемной плотностью ρ , может под действием этого поля перейти из состояния Z_n в состояние Z_m , поглотив из поля необходимую для перехода энергию $\epsilon_m - \epsilon_n$. Вероятность такого перехода за время dt определяется уравнением

$$dW = B_n^m \rho dt. \quad (B)$$

Но под действием поля возможен и обратный переход (этот переход позже получил название «индуцированное излучение»), сопровождающийся излучением энергии $Z_m \rightarrow Z_n$, согласно вероятностному закону

$$dW = B_m^n \rho dt, \quad (B')$$

где B_n^m и B_m^n — характеристические константы. Оба эти процесса Эйнштейн назвал «изменением состояния посредством облучения». Процесс (B') в наше время получил важное значение, поскольку на нем основано действие квантовых генераторов света — лазеров. Эйнштейн указывает далее, что процессы обмена энергией между молекулой и излучением сопровождаются передачей импульса. Если направленный пучок излучения передает молекуле энергию $\epsilon_m - \epsilon_n$, то вместе с этим он передает и импульс $\frac{\epsilon_m - \epsilon_n}{c}$. Эйнштейн предполагает, что при одновременном действии нескольких

пучков энергия $\epsilon_m - \epsilon_n$ и соответствующий импульс $\frac{\epsilon_m - \epsilon_n}{c}$ передаются молекуле в элементарном процессе от одного пучка. При излучении молекула отдает энергию $\epsilon_m - \epsilon_n$ и импульс $\frac{\epsilon_m - \epsilon_n}{c}$. Если молекула изотропна, то все направления излучения равновероятны. Для неизотропных молекул получится то же самое, если ориентация молекулы будет меняться со временем по закону случая. Это необходимо принять, так как иначе коэффициенты B_n^m и B_m^n зависели бы от направления. Эта зависимость устраняется допущением изотропности молекулы или ее средней по времени изотропности. Эйнштейн переходит затем к выводу формулы Планка, в основе которого лежит допущение, что процессы обмена энергией между молекулой и излучением не нарушают закона распределения состояний:

$$W_n = p_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}.$$

«Для этого необходимо и достаточно, чтобы в среднем в единицу времени происходило бы столько же элементарных процессов типа (B), как и типа (A) и (B') вместе». Отсюда для элементарных процессов, соответствующих комбинациям индексов (m, n), получается уравнение

$$\begin{aligned} p_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} B_n^m \rho &= \\ &= p_m e^{-\frac{\epsilon_m}{kT}} (B_m^n \rho + A_m^n). \end{aligned}$$

Полагая, что при $T \rightarrow \infty$ $\rho \rightarrow \infty$, получаем

$$p_n B_n^m = p_m B_m^n$$

и, следовательно,

$$\rho = \frac{A_m^n / B_m^n}{e^{-\frac{\epsilon_m - \epsilon_n}{kT}} - 1}.$$

Далее, из закона смещения Вина

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}},$$

справедливого для высоких частот, следует

$$A_m^n : B_m^n = \alpha \nu^3, \\ \epsilon_m - \epsilon_n = h\nu,$$

где α и h — универсальные константы. Для определения α надо иметь точную теорию электродинамических и механических процессов. Эйнштейн указывает на предельный случай высоких температур Рэлея, когда справедлива классическая теория. Уравнение

$$\epsilon_m - \epsilon_n = h\nu$$

представляет условие Бора, «о котором, по Зоммерфельду и Эпштейну, уже можно утверждать, что оно принадлежит к прочным достижениям нашей науки. Оно содержится в скрытом виде, как я показал, также закон фотохимической эквивалентности». Ныне замечательный вывод формулы Планка Эйнштейном вошел во все учебники. Правда, сегодня уже при ее выводе не вспоминают о законе Вина и, опираясь на принцип соответствия, которого Эйнштейн еще не знал, определяют константы уравнения равновесия из закона Рэлея—Джинса. На этот способ определения констант, как мы видели, указал еще Эйнштейн. Еще раз подчеркиваем, что на идею индуцированного излучения обратили внимание почти полвека спустя, в период становления квантовой радиофизики.

Последняя часть статьи Эйнштейна посвящена механическому поведению молекул в поле излучения. Здесь характерна аналогия, проводимая Эйнштейном, между этим поведением и поведением броуновской частицы в среде. Таким образом, Эйнштейн рассматривает *флуктуации излучения*, вследствие которых молекула в поле излучения будет получать нерегулярные толчки. Другим влиянием излучения на движение молекул будет испытываемое молекулой сопротивление движению, пропорциональное скорости — Rv , где R — некоторая константа «трения», обусловленного

излучением. Рассматривая линейное движение молекулы вдоль оси x , Эйнштейн пишет, что по истечении короткого промежутка времени t импульс молекулы будет

$$Mv - Rv\tau + \Delta,$$

где Δ — импульс, сообщаемый молекуле в течение времени τ вследствие флуктуации излучения. Учитывая, что распределение скоростей молекул носит стационарный характер, Эйнштейн пишет

$$(Mv - Rv\tau + \Delta)^2 = (\overline{Mv})^2.$$

Полагая $\overline{v\Delta}$ равным нулю, Эйнштейн находит

$$\overline{\Delta^2} = 2RM\overline{v^2}\tau.$$

При тепловом равновесии для линейного движения

$$\frac{\overline{Mv^2}}{2} = \frac{kT}{2}.$$

Поэтому

$$\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau} = 2RkT$$

закон, аналогичный закону, найденному Эйнштейном для броуновского движения. Но Δ^2 и R подлежат дальнейшему определению из эйнштейновских гипотез о взаимодействии между частицей и излучением. Если вставить результаты этих вычислений в написанное уравнение, то оно будет удовлетворяться тождественно, если $\rho(\nu, T)$ выразить из формулы Планка. Вычисления, приведенные Эйнштейном, дают для R выражение

$$R = \frac{h\nu}{c^2 S} \left(q - \frac{1}{3} v \frac{\partial q}{\partial v} \right) \times \\ \times p_n B_n^m e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right),$$

где

$$S = p_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} + p_m e^{-\frac{\epsilon_m}{kT}}.$$

«Значительно проще, — пишет Эйнштейн, — рассчитать действие нерегулярностей элементарных процессов на механическое поведение мо-

лекулы». Пусть молекулам в направлении x вследствие нерегулярностей сообщаются независимые импульсы $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Тогда сообщаемый в целом в течение τ импульс

$$\Delta = \sum \lambda_v.$$

Так как вследствие нерегулярностей направлений и величин отдельных импульсов λ_v среднее значение $\lambda_v = 0$, то вычисляем средний квадрат импульса

$$\overline{\Delta^2} = \sum \overline{\lambda_v^2}.$$

Если $\overline{\lambda_v^2}$ одинаковы и равны $\overline{\lambda^2}$, причем число импульсов равно l , то

$$\overline{\Delta^2} = l\overline{\lambda^2}.$$

Но импульс, сообщаемый молекуле, при излучении или облучении

$$\lambda = \frac{h\nu}{c} \cos \varphi,$$

где φ — угол между осью x и случайным направлением. Поэтому

$$\overline{\lambda^2} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2.$$

Далее l определяется как

$$l = \frac{2}{3} p_n B_n^m e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} \varrho \tau$$

и

$$\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau} = \frac{2}{3S} \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 p_n B_n^m e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} \varrho.$$

Основной гипотезой в этих вычислениях Эйнштейна является гипотеза, что импульсы, сообщаемые молекуле излучением, не нарушают термодинамического равновесия.

Обсуждая итоги своей работы, Эйнштейн пишет о своих гипотезах о взаимодействии между частицей и излучением, что он был приведен к ним «стремлением постулировать возможно более простым образом квантовотеоретическое поведение молекул». Он указывает, что из его гипотез естественно получается постулат Бора и формула Планка. «Но наиболее важным, — пишет Эйнштейн. — мне кажется результат в отношении импульса, переносимого

на молекулу при облучении и излучении».

При получении или отдаче энергии в форме излучения энергии $h\nu$ она получает импульс $\frac{h\nu}{c}$ при поглощении энергии в направлении распространения пучка излучения, при излучении в противоположном направлении. Процессы поглощения и испускания излучения являются *направленными*. «Молекула испытывает в элементарном процессе излучения отдачу величиной $\frac{h\nu}{c}$ в направлении, которое при теперешнем состоянии теории определяется только «случаем».

Эта удивительно наглядная механическая картина взаимодействия частицы с излучением, по Эйнштейну, еще не полна. Пока направление излучения определяется только законами случая. Поэтому Эйнштейн следующим образом характеризует недостатки своей теории: «Слабость теории заключается, с одной стороны, в том, что она не приводит нас к более тесному контакту с волновой теорией, а с другой стороны, в том, что она предоставляет время и направление элементарного процесса «случаю...» «Несмотря на это, — добавляет Эйнштейн, я питаю полное доверие к надежности избранного пути».

Характерно для мировоззрения Эйнштейна недоверие к статистическим законам. «Я не верю в бога, играющего в кости», — писал он М. Борну. Это «неверие в бога, играющего в кости» проявилось и здесь при формулировке Эйнштейном недостатков своей теории. Вместе с тем он сохраняет полную уверенность в ее надежности, и эта уверенность оправдалась: основные черты теории Эйнштейна полностью сохранились в современных представлениях, а его идея передачи импульса частице блестяще подтвердилась в открытом в 1922 г. А. Комптоном эффекте. А именно, Эйнштейн неустанно подчеркивал в своей статье и еще раз в ее конце,

что «для теоретического рассмотрения передача импульса, несмотря на ее незначительность, должна рассматриваться как равнозначная с бросающейся в глаза передачей энергии, поскольку энергия и импульс самым тесным образом связаны друг с другом». И это утверждение Эйнштейна принадлежит к прочим завоеваниям современной физики. Оно было подтверждено многочисленными фактами, начиная с эффекта Комптона и кончая эффектом Мёссбауэра. Эйнштейн опирался только на свою огромную физическую интуицию и на тот факт, что в его теории учет передачи импульса излучением приводит «к таким движениям, какие требует теория теплоты».

Подводя итоги, мы можем сказать, что в военные годы не прекращалась теоретическая работа, уг-

лубляющая революцию в физике. Работы по теории атома Бора, Зоммерфельда, Эпштейна, Шварцшильда, Дебая, Эренфеста, работы по теории относительности и теории квантов Эйнштейна, работы по спектроскопии рентгеновских лучей У. Л. и У. Г. Брэггов, Мозли, Коссея, Зигбана расширяли и углубляли брешь, пробитую в здании классической физики новыми открытиями и теориями. Послевоенная физика развернулась с самого начала как физика атома по преимуществу. Развитие новой квантовой механики, замечательные успехи ядерной физики были подготовлены всем предыдущим довоенным и военным развитием физики. Период 1901—1918 гг. был также периодом подготовки советской физики, превратившейся в наше время в передовой отряд мировой науки.

РАЗВИТИЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ (1918—1925)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ НАУЧНЫХ СВЯЗЕЙ, НАРУШЕННЫХ ВОЙНОЙ

Послевоенные годы были годами восстановления научных связей, нарушенных войной. Возникли подлинные международные центры физической науки. Такова лаборатория Кавендиша в Кембридже, руководимая Резерфордом, институт теоретической физики в Копенгагене, руководимый Нильсом Бором, институт теоретической физики в Геттингене, руководимый Максом Борном. Сюда съезжались экспериментаторы и теоретики со всех стран мира.

Съезды, конференции, семинары становятся обычным явлением в послевоенной физике. Крупнейшие ученые посещают различные страны Европы и Америки, где читают специальные курсы. Так, в США приезжали читать лекции Д. Д. Томсон (Англия), Я. И. Френкель (СССР), М. Борн (Германия).

Атомная физика становится ведущей проблемой физической науки. Нобелевские премии по физике, присужденные в 1918—1925 г., свидетельствуют о том, какое развитие получили работы по квантовой и

атомной физике. Из 7 физических премий этих лет 6 были присуждены за работы в области атомной и квантовой физики. В 1918 г. премию получил Макс Планк «За открытие элементарного действия». В 1919 г. премию получил Иоганн Штарк «За его открытие доплер-эффекта в каналовых лучах и расщепление спектральных линий в электрическом поле». В 1921 г. премию получает Альберт Эйнштейн «За его вклад в математическую физику, и в частности за его открытие закона фотоэлектрического эффекта». Наконец, в 1922 г. Нобелевская премия присуждается Нильсу Бору «За его исследование структуры атомов и их излучения». В 1923 г. премию получает американский физик Роберт Милликен «За его труды по элементарному электрическому заряду и фотоэлектрическому эффекту».

В 1924 г. премию получает шведский физик Карл Манне Зигбан «За его открытия и исследования в спектроскопии X-лучей». В 1925 г. премию получают Джеймс Франк и Густав Герц «За их открытие закона, управляющего столкновениями электронов с атомами».

Открытия первой ядерной реакции Резерфордом в 1919 г., изотопов Ф. Астоном в том же году говорят сами за себя. В 1921 г. Фредерик Содди получил премию «За исследования по радиоактивности», и в 1922 г. Френсис Астон «За открытие изотопов». Несмотря на поразительные успехи атомной и ядерной физики в эти годы, она переживает переходный период. Еще не найдены точные законы микромира и теоретическая физика блуждает в хаосе противоречий классических и квантовых законов. Только в 1925 г. покажется просвет, ведущий к новой квантовой механике. Ядерная физика еще не знает правильной модели ядра, его структурных единиц, не знает иных способов воздействия на ядро, кроме естественных α -излучений. Она только зарождается.

Важной особенностью развития физики в эти годы является упрочение ее связей с техникой. Возникшая в годы войны электронная радиофизика успешно развивается в результате тесного содружества инженеров и физиков. Появляется новая профессия «инженер-физик», ярко отражающая проникновение физики в технику. Техника уже не может развиваться эмпирически, она нуждается в научной базе, и эту базу дает физика. При крупнейших предприятиях создаются научные лаборатории и институты. В свою очередь, техника вооружает физику необходимыми приборами. Электротехническая и радиотехническая промышленность поставляет физикам электроизмерительные и электровакуумные приборы, оптическая промышленность — оптику. Союз науки и техники, осуществляемый в конце прошлого века Э. Аббе в предприятиях К. Цейсса, перестает быть вызывающим удивление единичным фактом, и становится нормой. Особенно важную роль сыграло содружество физики и техники в развитии науки и техники в молодой Советской республике. Уже в первые годы после победы Великой Октябрьской социалистической ре-

волюции создаются институты, в которых решаются научные и технические задачи: Государственный оптический институт, Государственный физико-технический рентгеновский институт в Петрограде, Центральный аэрогидродинамический институт, Государственный экспериментальный электротехнический институт в Москве. В годы пятилеток связи физики и техники расширились и укрепились.

По мере роста научной продукции развивалась и научная информация. С 1920 г. немецкое физическое общество начало издавать новый журнал «*Zeitschrift für Physik*», быстро завоевавший международную популярность. В Советском Союзе после Октябрьской революции возобновилось издание журналов Русского физико-химического общества, стали выходить журналы «Успехи физических наук», «Труды Государственного оптического института», «Вестник института рентгенологии и радиологии», «Известия физического института» и др. Всемирную известность получил пятитомный «Курс физики» О. Д. Хвольсона, второе издание которого вышло в 1923 г. Позже, в 20-х годах в Германии под редакцией Карла Шееля стал выходить многотомный «*Handbuch der Physik*». Стали регулярно выходить физические журналы в Англии, Франции, Италии, США. После длительного перерыва, вызванного войной, физики получили полную возможность публиковать свои работы.

Следует отметить возросший общественный интерес к физике. Послевоенный мир был захвачен острым интересом к теории относительности Эйнштейна. Астрономические экспедиции в места солнечного затмения 1919 г. принесли подтверждение выводов Эйнштейна об отклонении световых лучей в поле тяжести. Этот узкоспециальный научный факт вызвал резонанс в самых широких общественных кругах. Теория относительности стала «модной». На книжном рынке появилось

большое количество популярных брошюр по теории относительности, вышла книга журналиста А. Мошковского «Альберт Эйнштейн», построенная на записях бесед автора с Эйнштейном.

Но появились, однако, и философские книги и статьи, спекулирующие на теории относительности, которая, как утверждали авторы этих книг, подтверждала самые крайние идеалистические выводы о пространстве и времени. У Эйнштейна появились горячие сторонники и ярые противники. К ярым противникам теории относительности принадлежали такие видные в те времена физики, как Нобелевские лауреаты Д. Ленард и И. Штарк, ставшие позднее открытыми фашистами и травившие Эйнштейна как «не арийца». Не принимал теорию относительности и Д. Д. Томсон, считавший, что ее выводы могут быть получены и с точки зрения теории эфира. Дискуссии об Эйнштейне и теории относительности, о ее философском значении — одна из характерных особенностей этого периода.

Не в меньшей степени волновали общество и проблемы атомной физики. Радиоактивные превращения, вопрос о таинственной атомной энергии тесно связывались с знаменитым эйнштейновским соотношением $E=mc^2$. Мошковский рассказывает в своей книге об Эйнштейне, как он развивал перед Эйнштейном лучезарную картину будущего общества, которое не будет испытывать энергетического голода, используя превращение массы в энергию. Но Эйнштейн охладил пыл своего собеседника, указав, что вероятнее всего освободившаяся энергия будет использована для военных целей и наш современный «угольный» век может показаться раем по сравнению с грядущим «атомным». По иронии судьбы именно Эйнштейну выпало на долю ускорить производство атомной энергии в военных целях.

В то же самое время, когда Мошковский вел беседы с Эйнштейном об атомной энергии, Д. С. Рождественский в голодном и холодном Петрограде с воодушевлением говорил о тех изменениях, которые произойдут в мире, когда «загадка атома будет разгадана». Ученый в стране социализма оптимистически смотрел на будущее. Атом может принести и гибель, и счастье — вопрос решается общественным строем, общественными силами. Над вопросом об атомной энергии, о том, что она принесет человечеству, думали уже в те годы.

Теория относительности и атомная физика занимали ведущее положение в физике этого периода. Кроме большого количества статей в физических журналах, посвященных этим проблемам, в рассматриваемый период вышли фундаментальные монографии, посвященные теории относительности и атомной физике.

Вышли лекции Эйнштейна по теории относительности, известные сейчас под новым названием «Сущность теории относительности». В 1918 г. вышла на немецком языке книга математика Германа Вейля «Пространство, время, тяготение». В 1917 г. вышло первое издание известной книги А. Зоммерфельда «Строение атома и спектры». В рассматриваемый период вышло четыре издания этой книги: в 1921 г. вышло 2-е издание, в 1922 — 3-е, в 1924 — 4-е. В предисловии к русскому изданию этой книги А. Ф. Иоффе писал: «При... почти всеобъемлющем значении учения о строении атома, естественно, существует потребность не только в книгах, знакомящих в доступной форме с важнейшими результатами, но в основном и в сочинении, исчерпывающе излагающем содержание нового учения. Единственное, ставшее уже классическим, сочинение этого рода — книга профессора А. Зоммерфельда, одного из наиболее активных и авторитетных исследователей учения об ато-

ме. Для физика это основная настольная книга, с которой приходится справляться при каждом новом шаге».

Книга Зоммерфельда хорошо отражала состояние атомной науки в эти годы. Состояние ядерной физики характеризовалось книгами Астона «Изотопы» и Резерфорда «Строение атома и искусственное расщепление элементов». Обе эти книги вышли в русском переводе. Факт быстрого и активного ознакомления русского читателя с важнейшими новинками мировой физической литературы — один из показателей небывалого роста физической науки в СССР. Превращение отсталой, несмотря на наличие в ней блестящих имен, науки царской России в передовую советскую науку — один из замечательных фактов истории науки этого периода.

Несмотря на небывало тяжелые условия, вызванные гражданской войной и блокадой Советской России, в ней шел интенсивный процесс становления передовой советской науки. Один за другим возникали новые научные институты: Оптический в Петрограде (руководитель Д. С. Рождественский), Институт биофизики (первоначально называвшийся Научный физический институт) в Москве (руководитель П. П. Лазарев), Физико-технический рентгеновский институт в Петрограде (руководитель А. Ф. Иоффе) и др. В труднейших условиях созывались съезды физиков: в Петрограде в 1919 г., 1-й съезд Российской ассоциации физиков в Москве в 1920 г., 2-й съезд в Киеве в 1921 г., 3-й съезд в Нижнем Новгороде в 1922 г., 4-й съезд физиков, созданный в 1924 г. в Ленинграде, был первым Всесоюзным съездом и показал, что в Советском Союзе сформировалась современная физика, способная решать и уже решавшая актуальные проблемы физической науки. Радиофизика и электроника, атомная и ядерная физика, оптика и спектроскопия, магнетика и физика твердого тела, акустика и молекулярная

физика — все разделы физической науки успешно развивались научными коллективами Ленинграда, Москвы, Томска, Саратова, Киева, Харькова и других городов Советского Союза. Теоретические работы А. А. Фридмана, И. Е. Тамма, Г. А. Гринберга и других по теории относительности, Я. И. Френкеля, Ю. А. Круткова, В. Р. Бурсиана — по квантовой теории, статистической физики и электродинамике, работы П. П. Лазарева, Б. В. Ильина и их сотрудников по молекулярной физике, работы А. Ф. Иоффе и его школы по физике твердого тела и электронным явлениям, работы Д. С. Рождественского и его сотрудников по оптике и спектроскопии, работы В. К. Аркадьева и его школы по ферромагнетизму, работы В. И. Романова, Н. А. Капцова по радиофизике и физике вакуума и многие другие исследования советских физиков отметили появление нового отряда мировой науки — советской физики.

Д. С. Рождественский в докладе на годичном собрании Оптического института 15 декабря 1919 г. сообщил об итогах его работы по исследованию спектров щелочных металлов. Советские ученые, оторванные в результате блокады от мировой науки, самостоятельно решили проблему описания термов многоэлектронных атомов. Эту работу Рождественского высоко оценивали Бор и Эренфест. Ю. А. Крутков разрабатывал выдвинутую Эренфестом теорию адиабатических инвариантов, которая до создания новой квантовой механики являлась единственным средством отыскания квантуемых величин. А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравов классическим опытом доказали квантовый характер рентгеновского излучения. Д. В. Скобельцын, исследуя в камере Вильсона электроны отдачи, показал справедливость квантовой теории эффекта Комптона. Л. В. Мысовский разработал метод толстослойных пластинок для исследования ядерных излучений. Таким образом, молодая



Ф. Астон.

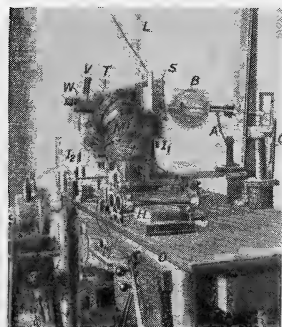
советская физика уже в первые, самые трудные годы своего существования активно включилась в разработку сложнейших проблем атомной физики.

УСПЕХИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ. ИЗОТОПЫ

Важнейшие события истории послевоенной физики происходили в области атомной, и прежде всего ядерной, физики. Сразу же после окончания войны возобновились исследования в Кембридже, куда в 1919 г. переехал Резерфорд. Открытие изотопов и искусственного расщепления ядер ознаменовали возобновление работ по ядерной физике. Начнем с первого открытия. Как мы видели, ранее, метод парабол Томсона уже привел к мысли о существовании двух форм неона и выдвинул задачу отделения этих форм друг от друга. Ученик Томсона Астон попытался осуществить разделение этих форм. Он пытался разделить их путем фракционирования над древесным углем, охлажденным жидким воздухом, и повторной диффузией через глиняные трубки. Первый метод не дал результата, во

втором были получены две порции с плотностями 20,15 и 20,28. «Это изменение плотности, — писал позже Астон, — хотя и мало, но слишком заметно, чтобы приписать его загрязнениям или экспериментальной ошибке. Если рассматривать его в свете современных знаний то не возникает сомнений в том, что было достигнуто частичное разделение». Однако в то время Астон не мог считать результат завершенным и убедительным, а начавшаяся война прервала исследования. Приступая к послевоенным исследованиям, Астон и Линдеман пришли к мысли, что единственным методом, приводящим к разделению форм неона и других элементов, является электромагнитный. В 1919 г. Астон построил свой первый масс-спектрограф, находившийся в эксплуатации с 1919 по 1925 г. В методе Астона положительно заряженные частицы, выходящие из канала, просверленного в катод разрядной трубки («канальные лучи»), проходят последовательно через электрическое поле конденсатора и магнитное поле электромагнита. Расположение конденсатора и магнитов подбирается таким образом, что частицы с одинаковым удельным зарядом e/m фокусируются в определенной точке, причем фокусы различных частиц в первом приближении лежат на одной прямой. Прибор аналогичен спектрометру с двумя призмами, отклоняющими свет в противоположных направлениях, поэтому Астон и назвал его масс-спектрографом.

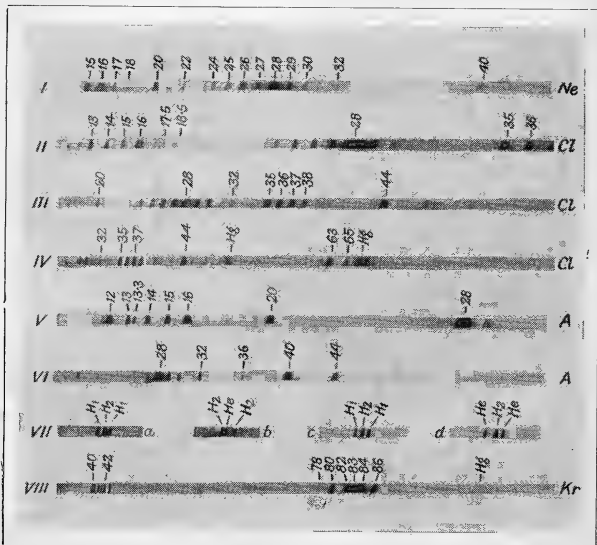
Разрядная трубка у Астона была обычной рентгеновской трубкой диаметром 20 см. Анод был сделан из алюминиевой проволоки, антикатод представлял шарик из кремнезема. Алюминиевый вогнутый катод имел ширину 2,5 см. Откачка газа производилась с помощью ртутного насоса Геде, о котором Астон дает любопытную историческую справку: «Этот насос ... заслуживает специального упоминания. Купленный в 1914 г. и установленный в 1919 г.



Установка Астона.

тым», элементом. Водород также оказался «чистым» элементом, однако не подчиняющимся правилу целых чисел, установленному Астоном, согласно которому все атомные или молекулярные массы являются в пределах точности наблюдения целыми числами. Для водорода атомный вес при атомном весе кислорода, равном 16, оказался равным 1,008.

Следует отметить, что еще в 1918 г. американский ученый Демпстер, работавший в райеровской физической лаборатории в Чикаго, изобрел прибор для магнитного анализа заряженных частиц. Узкий пучок заряженных частиц, прошедших определенную разность потенциалов, погибает по



Спектрограммы Астона.

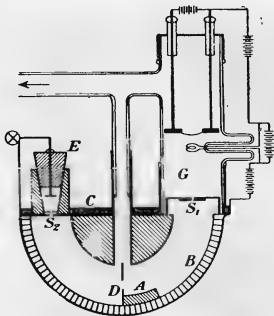
полуокружности магнитным полем и падает на пластинку, соединенную с электрометром. Зная ускоряющую разность потенциалов, магнитное поле и радиус кривизны, можно определить удельный заряд частицы. Прибор Демпстера состоит из стеклянной трубки, в которой положительные частицы проходят определенную разность потенциалов, и анализирующей камеры, в которой создается сильное магнитное поле между двумя полукруглыми железными плитами толщиной 2,8 см и диаметром 13 см. Плиты впаяны в полукруглый латунный желоб так, что между ними остается зазор в 4 см. Эта латунная камера имеет два отверстия для входа и выхода лучей через щели S_1 и S_2 и одно отверстие для откачки. Поддерживая постоянное магнитное поле H и меняя ускоряющую разность потенциалов V , измеряют электрометром ионный ток в зависимости от V . Пики полученной кривой отвечают определенным отношениям e/m в соответствии с формулой

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 r^2}.$$

Демпстер обнаружил изотопы калия, лития, магния, кальция и цинка.

О первых открытых нерадиоактивных изотопах Астон сообщает следующее: «Немедленно вслед за постройкой масс-спектрографа в ноябре 1919 г. были опубликованы доказательства существования изотопов неона. Через несколько недель был продемонстрирован изотопический состав хлора и ртути и было провозглашено правило целых чисел, причем кислород и углерод были приняты в качестве стандартных простых элементов.

1920-й год был годом быстрого прогресса. В марте были опубликованы данные о составе аргона, гелия, водорода, азота, криптона и предварительные заметки о ксеноне. Данные о боре, фторе, кремнии, бrome, сере, фосфоре и мышьяке последовали в июле. Доказательст-



Масс-спектрограф Демпстера.

во простого состава иода и подтверждение существования пяти главных изотопов ксенона появились в декабре, и в том же месяце Демпстер объявил об открытии изотопов магния.

В феврале 1921 г. Дж. Дж. Томсон совместно с Астоном открыли два изотопа лития, и этот результат двумя неделями позже был подтвержден Демпстером. В то же время масс-спектрограф был успешно применен к анализу анодных лучей натрия, калия, рубидия, цезия и затем — в июне 1921 г. — никеля. В ноябре Дж. Дж. Томсон опубликовал данные, указывающие, что бериллий является простым элементом, а несколько позднее Демпстер проанализировал калий и цинк.

В июне 1922 г. главным образом благодаря ценным качествам пластинок Шумана была продемонстрирована сложность олова и подтверждено существование шестого и седьмого изотопов ксенона. Данные о железе появились в сентябре, а данные о селене и алюминии — в ноябре. Одновременно была указана вероятность существования двух дополнительных редких изотопов ксенона. Сурьма была проанализирована спустя несколько недель.

В 1923 г. был разработан метод ускоренных анодных лучей, немедленно приведший к успешному анализу многих металлических элементов. Первый анализ германия был опубликован в июне, а анализ меди — в августе. Результаты анализов еще десяти элементов: скандия, титана, ванадия, хрома, марганца, кобальта, галлия, стронция, иттрия и серебра — были объявлены на съезде Британской ассоциации в Ливерпуле в сентябре 1923 г. В 1924 г. эти исследования были распространены на барий, лантан, празеодим, неодим, цирконий, церий, кадмий, теллур и висмут.

Этим закончился первый период в истории разделения изотопов, который можно условно назвать периодом качественного анализа изотопов. В последующем внимание исследователей было обращено на повышение точности количественного определения масс изотопов. Методы определения масс в этот первый период не были еще достаточно точными, и многие изотопы, в первую очередь изотопы водорода, гелия, кислорода, оказались необнаруженными.

СТРУКТУРА ЯДРА

Открытие изотопов и правила целых чисел поставило на очередь вопрос о структуре ядра. Вновь всплыла забытая гипотеза Праута о том, что водород является составной частью всех атомов. Э. В. Шпольский свой реферат о первых работах Астона озаглавил «Возрождение гипотезы Праута» и в заключительном абзаце этого реферата писал: «Работы Резерфорда и Астона служат новым могущественным стимулом к возрождению гипотезы Праута. Водород снова получает роль первичного элемента, и Резерфорд предложил даже для него и новое название, протон, соответствующее этой роли».

Термин «протон» был предложен Резерфордом на собрании Британской ассоциации в Кардиффе в

1920 г. Он предложил его по аналогии с термином «протил», введенным Праутом. Следует отметить, что термин «протон» не сразу завоевал право гражданства. Сам Резерфорд в своей лекции «Нуклеарное строение атома», прочитанной 3 июня 1920 г., еще его не употребляет. Не употребляет он его и в работах 1921, 1922 гг., посвященных расщеплению ядер. Нет этого термина в четвертом издании известной книги Зоммерфельда «Строение атома и спектры», вышедшем в 1924 г. О строении атомных ядер Зоммерфельд пишет: «Гипотеза Праута, нашедшая свое подтверждение в опытах Астона, требует, чтобы все атомные ядра в конечном счете были построены из ядер Н и электронов («положительных и отрицательных электронов»)). Еще в 1918 г. до опытов Астона В. Ленц пытался построить модель ядра гелия (α -частицы) из таких положительных и отрицательных электронов. Зоммерфельд подробно разбирает эту модель. Модель представляет собой четыре ядра водорода, вращающихся по окружности на равных расстояниях друг от друга вокруг оси, проходящей через центр этой окружности, перпендикулярно к ее плоскости. На концах оси по обе стороны плоскости окружности помещены отрицательные электроны. Напрашивается аналогия между этой моделью и моделью молекул в теории Бора. Действительно, Ленц называл эту модель «обращенной моделью кислородной молекулы». Поскольку же в боровских моделях молекул применяются квантованные орбиты, то и модель ядра Ленца основана на квантовых представлениях. Таким образом, мысль о применении квантовых закономерностей к внутриядерным движениям была высказана на самом раннем этапе развития ядерной физики. Модель Ленца также приписывала ядру гелия вращательный момент и поляризационные свойства, которые должны были проявить себя при рассеянии α -частиц. Однако, и в этом

была главная причина ее несостоятельности, она не обладала требуемой устойчивостью. Ленц пытался спасти ее допущением, что на малых расстояниях неприменим закон Кулона. Опыты Резерфорда опровергли как это допущение, так и несостоятельность модели Ленца в других отношениях. Следует добавить, что опыты Резерфорда по расщеплению атомных ядер, о которых будет сказано ниже, явились веским аргументом в пользу гипотезы о протоне как составной части ядра, факты же радиоактивности указывали как будто на наличие внутри ядра α -частиц и β -частиц. Таким образом, в качестве структурных элементов ядра принимались три рода частиц: Н-ядра (протоны), электроны и α -частицы.

Вернувшись из немецкого плена, Д. Чедвик приступил в Кембридже к работе под руководством Резерфорда. Одной из первых работ, выполненных им, была работа «Заряд атомного ядра и закон действия внутриатомных сил», опубликованная в 1920 г. Напомнив гипотезу ван ден Брука и работы Мозли, согласно которым атомный номер совпадает с зарядом ядра, Чедвик указывает, что эта связь все еще представляется недостаточно доказанной. «Весьма важно поэтому, — писал Чедвик, — измерить нуклеарный заряд прямым методом и сравнить полученную величину с атомным номером». Таким прямым методом явились опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц. По Резерфорду, число частиц, рассеянных тонким слоем вещества под углом ϕ к первоначальному направлению, определяется формулой

$$N_1 = \frac{Qntb^2 \cos^4 \frac{\phi}{2}}{16r^2},$$

где N_1 — число рассеянных частиц, приходящихся на единицу поверхности экрана, отстоящего на r сантиметров от точки падения пучка, Q — число частиц в секунду, падающих на рассеивающий слой,



Д. Чедвик.

n — число атомов в единице объема рассеивающего слоя, t — толщина слоя,

$$b = \frac{2E}{mv^2} \cdot Ne,$$

где Ne — ядерный заряд рассеивающего атома, m , V , E — масса, скорость и заряд α -частицы.

Метод Чедвика позволял подсчитывать на одном и том же экране как рассеянные, так и первоначальные частицы, и тем самым, избежать источника ошибок, имевших место в опытах Гейгера и Марсдена. Для этого рассеивающая пластина бралась в виде кольцеобразной пластинки. Рассеянные и первоначальные частицы подсчитывались попеременно. При этом число рассеянных частиц составляет от одной пятисотой до одной тысячной числа частиц в первоначальном направлении. Чтобы облегчить подсчет большого числа первоначальных частиц на экране из сернистого цинка, на котором падающие α -частицы производили вспышки (сцинтилляции), Чедвик по предложению Резерфорда помещал вращающийся диск со щелью. Зная ширину щели и радиус диска, можно было подсчитать уменьшение потока частиц,

производимого вращением диска. Результаты, полученные Чедвиком, следующие:

Платина — найденные значения N : 80,6(215); 79,4(226); 79,6(629); 76,0(367); 77,1(184); 78,5(277); 77,0(162); 76,5(278); 75,3(815); 76,5(345); 76,2(354).

В скобках Чедвик указывает число рассеянных частиц, сосчитанных во время опыта.

Среднее для платины значение заряда ядра оказывается равным 77,4, атомный номер платины $Z = 78$.

Серебро — найденные значения N : 46,0(453); 41,0(156); 44,0(190); 44,0(307); 45,9(529); 46,5(411); 49,1(224); 46,6(416); 49,1(297).

Среднее значение $N = 46,3$. Атомный номер серебра $Z = 47$.

Медь — найденные значения N : 27,8(125); 29,0(340); 29,6(369); 27,6(212); 29,6(178); 29,6(364); 30,0(377); 28,2(243); 30,4(351); 29,6(302).

Среднее значение $N = 29,3$, атомный номер меди $Z = 29$.

Таким образом, атомные номера в пределах точности измерений совпадают с зарядом ядра. Далее Чедвик проверял закон действующей силы. Если ядро взаимодействует с α -частицей по закону Кулона, то число рассеянных частиц должно быть обратно пропорционально четвертой степени скорости частиц ($1/u^4$). Скорость α -частицы менялась внесением тормозящих слюдяных пластинок. Опыты дали следующие результаты:

Число слюдяных листочков	Относительная величина u^4	nu^4 (n — число рассеянных частиц)
0	1	100
1	0,549	101
2	0,232	103

Таким образом, величина nu^4 в пределах точности опыта оказывается постоянной. Итоги своих опытов Чедвик резюмирует в двух пунктах:

«1. Заряды трех атомов — платины, серебра и меди — измерены прямым методом, основанным на изучении рассеяния α -частиц. Найденные величины оказались соответственно 77,4; 46,3 и 29,3 в элементарных электрических зарядах. Атомные номера этих элементов суть 78, 47 и 29.

2. Был проверен закон действия силы около платинового ядра по зависимости рассеяния от скорости α -частицы. Результаты показывают, что закон обратных квадратов точно выполняется еще на расстояниях около 10^{-11} см от ядра».

3 июня 1920 г. Резерфорд прочитал Бакерианскую лекцию под названием «Нуклеарное строение ядра». В этой лекции, описывая свои опыты по столкновению α -частиц с легкими ядрами водорода, а также с ядрами кислорода и азота, Резерфорд приходит к заключению, что при этих столкновениях выбрасываются частицы с массой 3 и двойным зарядом. «Трудно избежать заключения, — писал Резерфорд, — что эти атомы с массой 3 освобождаются из атомов кислорода или азота в результате интенсивного столкновения с α -частицами. Таким образом, можно предположить, что атомы с массой 3 являются компонентами ядер как кислорода, так и азота. Мы уже раньше показали, что водород также является одним из компонентов ядра азота».

Через два года Резерфорд отказался от предположения о существовании частиц с массой 3. Но обратим внимание на логику физиков тех времен: для них является аксиомой, что если частица вылетает из ядра, значит, она там существовала. Поэтому существование α -частицы и электронов в ядре для них представлялось несомненным. «Из изучения радиоактивности, — говорил Резерфорд в этой лекции, — мы знаем, что ядра радиоактивных элементов частью состоят из ядра гелия с зарядом 2. Мы имеем также весьма солидные основания думать,

что ядра атомов содержат наряду с положительно заряженными частицами, также и электроны и что положительный заряд ядра является избытком положительного заряда над отрицательным... Внутри ядра электроны образуют весьма тесную и прочную комбинацию с положительно заряженными единицами».

Такой прочной комбинацией является ядро гелия (α -частица) и тот изотоп гелия с массой 3, который, как предполагал Резерфорд, «состоит из трех Н-ядер и одного электрона». В связи с этим Резерфорд делает интересное предположение: «Если это предположение (т. е. предположение о ядре с массой 3) правильно, то кажется весьма правдоподобным, что один электрон может связать два Н-ядра, а, возможно, даже и одно Н-ядро. Если справедливо первое предположение, то оно указывает на возможность существования атома с массой 2 и с одним зарядом. Такое вещество нужно рассматривать как изотоп водорода. Второе предположение заключает в себе мысль о существовании атома с массой 1 и нуклеарным зарядом, равным нулю. Подобное образование представляется вполне возможным».

Не первый раз в истории физики неверные предположения приводят к правильным следствиям; вспомним, например, теплород в цикле Карно. Предсказание нейтрона, дейтрона и других легких изотопов, сделанное Резерфордом, является в высшей степени замечательным. О будущем нейтроне он пишет: «Подобный атом обладал бы совершенно фантастическими свойствами. Его внешнее поле практически должно равняться нулю, за исключением областей, весьма близко прилежащих к ядру; вследствие этого он должен бы обладать способностью свободно проходить через материю. Существование подобного атома, вероятно, трудно было бы обнаружить спектроскопами, и его нельзя было бы удержать в закрытом сосуде. С другой стороны, он должен бы легко

входить в структуру атома и либо соединиться с его ядром, либо *разрушаться* интенсивным полем этого последнего, давая начало *заряженному* Н-атому, или электрону, или тому и другому» (курсив мой — П. К.). Как видим, Резерфорд предсказал даже распад нейтрона с образованием протона и электрона. История, в конце концов, оказалась справедливой к Кембриджу, где было сделано это предсказание. Чедвик, который так долго и безуспешно искал, по указанию Резерфорда, нейтрон в электрических разрядах через водород, стал автором открытия нейтрона.

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР

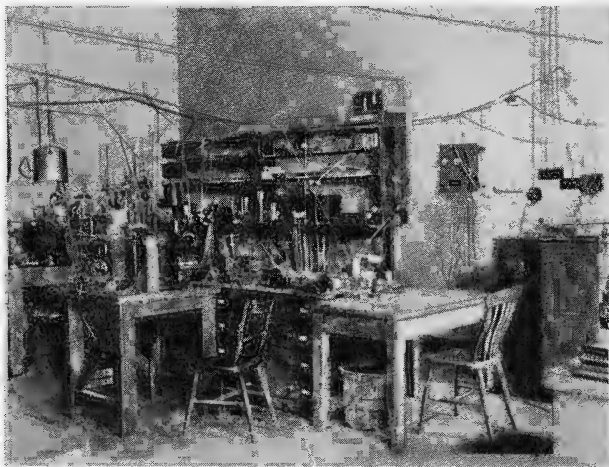
1919 год — знаменательный год в истории ядерной физики: в этот год Резерфорд впервые получил искусственное расщепление элементов. Этому знаменитому открытию предшествовала длительная работа по изучению столкновений α -частиц с легкими ядрами, начатая им еще в годы войны. Расчет соударений α -частицы с ядром водорода показывает, что при центральном ударе водород приобретает скорость в 1,6 раза большую, чем скорость ударающей α -частицы, а энергия атома водорода составит 0,64 энергии α -частицы. Длина пробега Н-ядра будет в 4 раза больше пробега α -частицы. Все эти соотношения были проверены Марсденом еще в 1914 г. методом сцинтилляций. В опытах Марсдена трубка в замкнутом сосуде помещалась на соответствующем расстоянии от экрана из сернистого цинка, причем промежуточное пространство заполнялось сжатым водородом. Во второй статье 1915 г. Марсен пишет, что исследователи α -частиц в отсутствие водорода вызывают сцинтилляции, подобные водородным. Он предположил, что водород появляется из самого радиоактивного вещества. «Дальнейшие опыты, — пишет Резерфорд в первой статье, посвященной столкновению α -частиц с лег-

кими атомами, — были прерваны отъездом Марсдена в Новую Зеландию в начале 1915 г. для занятия кафедры физики в колледже Виктории в Веллингтоне. Количество радия, имевшееся там, было слишком мало для продолжения наблюдений. Возвращение проф. Марсдена в Европу для поступления на военную службу также не благоприятствовало продолжению работы.

Между тем результат сообщений во второй статье Марсдена весьма заинтересовал Резерфорда. Если он верен, то, значит, радиоактивные вещества, кроме гелия, могут выбрасывать и ядра водорода.

«Являлось весьма желательным детальное продолжение этих опытов, и в течение последних четырех лет я проделал ряд опытов в этом направлении. Опыты, излагаемые в настоящей и последующих статьях (речь идет об опубликованных Ре-

зерфордом в 1919 г. четырех статьях под общим заглавием «Столкновение α -частиц с легкими ядрами»), выполнялись в весьма нерегулярные промежутки времени, поскольку позволяли повседневные занятия и работы, связанные с войной, и в некоторых случаях опыты совершенно прекращались на долгое время». Опыты, производившиеся методом сцинтилляций, были весьма трудоемкими и утомительными. Резерфорд так описывает обстановку этих опытов: «В этих опытах требовались два работника — один для передвижения источника излучения и экспериментальных установок, другой для счета сцинтилляций. До начала счета глаз наблюдателя остается на полчаса в темноте и во все время счета подвергается действию только слабого света. Опыты производились в большой затемненной комнате с маленькой темной каме-



Рабочая комната Резерфорда начала 1920 г.

рой, вместе с которой наблюдатель мог сходить с места, когда требовалось по условиям опыта давать свет. На практике было найдено удобным производить счет в течение 1 мин и затем делать перерыв на такое же время; запись времени и данных производилась ассистентом. Как общее правило, глаз уставал после часового счета и результаты становились ошибочными и несвязными. Нежелательно производить счет более одного часа в день и притом опыты можно делать только несколько раз в неделю».

Вот в каких условиях было сделано одно из величайших открытий в истории физики!

«Опыты, — писал Резерфорд в другом месте, — были произведены в камере, наполненной соответствующим газом при различных давлениях и закрытой с одного конца пришлифованным стеклом, а с дру-

гого — латунной пластинкой с отверстием посредине из какого-либо металла, а за этим окошечком на расстоянии 1 или 2 мм находился экран из сернистого цинка, на котором считались вспышки. В качестве источника α -частиц сначала применялась тонкостенная стеклянная трубка, наполненная эманацией, а впоследствии — медный кружок диаметром около 2 см, предварительно подвергнутый действию эманации (эквивалентной 10 мг радия и больше) и помещенный в камере. Эти лучи после некоторого промежутка времени, оказываются более однородными, чем лучи от самой эманации. В камере α -частицы неслись через водород и заставляли водород двигаться через окошечко к экрану, самые α -частицы задерживались окошечком (задерживающее действие которого соответствовало приблизительно 5 см воздуха), если

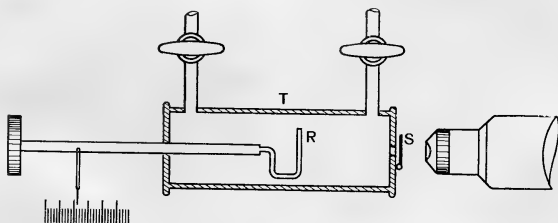
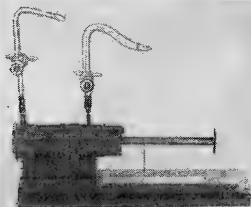


Схема установки Резерфорда по расщеплению атомов.



Установка Резерфорда по расщеплению атомов.

только не были задержаны еще ранее газом в камере, длина которой равнялась 18 см».

Результаты, которые получил Резерфорд для столкновения α -частиц с ядрами водорода, показали, что теория столкновения, предполагающая справедливость взаимодействия частиц по закону Кулона, не согласуется с опытами. Если α -частица имеет пробег в 7 см, то рассеяния частиц, ожидаемого по теории, не наблюдается. Опыт дает, что Н-частицы, производимые α -частицами с пробегом в 7 см, выбрасываются вперед по преимуществу в направлении α -частиц почти с одинаковой скоростью, соответствующей пробегу 28 см. При уменьшении скорости бомбардирующих частиц распределение скорости Н-частиц оказывается все более неоднородным, и для α -частиц с пробегом, меньшим 4 см, оказывается в согласии с теорией, хотя число Н-частиц получается значительно больше теоретического. «Может быть, водородные частицы получаются из α -частиц», — размышлял Резерфорд. «Я искал обломков атома гелия; до сих пор я не получил надежных доказательств такого разрушения, но некоторые данные имеются. Во всяком случае, должна произойти деформация атома». Резерфорд проверил отклонением выброшенных частиц в магнитном и электрическом полях их природу. «Результаты согласовались с воззрением, что водородная частица движется со скоростью, в 1,6 раза большей, чем сталкивающаяся с нею частица, и что все эти частицы несут положительный заряд. Не было никаких данных, которые заставляли бы предполагать наличие нейтральных водородных атомов или атомов, несущих отрицательный заряд». Таким образом, ускоренные частицы представляли ядра водорода — протоны. Любопытные результаты получились, когда Резерфорд исследовал столкновения α -частиц с азотом, кислородом и воздухом. Оказалось, что и в этом случае наблюдаются вспышки, соответствующие

щие ядрам водорода. «Водород, — писал Резерфорд, — может присутствовать в виде водяного пара, он может выделяться из бомбардируемых частей прибора, которые способны поглощать газы, и, наконец, может быть продуктом превращения радиоактивного источника — радия С. Этот вопрос еще не решен. Поэтому были произведены специальные опыты в описанной уже камере; из камеры был выкачан воздух, а затем она наполнялась различными газами. После впуска кислорода число вспышек уменьшилось, в углекислоте оно также упало, причем предельный пробег в обоих случаях равнялся пробегу водорода — 28 см; однако в азоте и сухом воздухе число вспышек возросло вдвое или втрое против того, какое было в отсутствие азота».

Резерфорд тщательно исследует причину происхождения этих вспышек и находит, что они могут принадлежать только водороду либо гипотетическим ядрам ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ (дейтрону и тритону — на современном языке). «Водород, о котором идет речь, ${}^2\text{H}$ или ${}^3\text{H}$, не будет, однако, обыкновенным водородом», — говорит Резерфорд. «Он оказался бы действительно появляющимся из азота и представляет собой продукт распада азотного ядра».

Обратим внимание на оборот «оказался бы». Резерфорд в лекции, прочитанной в Королевском институте 6 июня 1919 г., из которой мы приводим выдержки, еще только предполагал, что наблюдаемые частицы являются продуктом расщепления азота. «Это предположение, — говорит он далее, — наводит на большие размышления. Оно не означает, что азот не является элементом; он представляет собой элемент в особом состоянии». Интересно признание Резерфорда в конце лекции, в котором он объясняет мотивы, побудившие его к опытам: «Надо сказать в заключение, — говорит он, — что я принялся за счет водородных вспышек не ради них самих. Я все время искал частиц

большей скорости, которые могли бы возникнуть при разбивании ядер; было бы превосходно, если бы кому-нибудь удалось получить частицы с пробегом, скажем, в 700 см вместо 7. Тогда мы смогли бы разрушить, по крайней мере, некоторые из более легких атомов. Я намерен предпринять систематическое изучение этих атомов. Более тяжелые атомы мало обещают в этом отношении, так как α -частицы недостаточно быстры, чтобы приблизиться к ядру и осуществить его разрушение».

Очень характерное признание. Значит, еще во время войны, когда Резерфорд приступал к изучению столкновений α -частиц с легкими ядрами, он думал о расщеплении ядра, мечтал о снарядах, значительно более мощных, чем α -частицы. Его смелые надежды увенчались открытием искусственного расщепления ядер. Расщепление азота составило предмет четвертой статьи Резерфорда из серии «Столкновение α -частиц с легкими атомами», носящей подзаголовок «Аномальный эффект в азоте». Как он указывает в начале этой статьи, его интересовали наблюдавшиеся еще в первой работе из этого цикла так называемые «естественные» сцинтилляции, которые Марсен приписывал «действительно быстрым атомам Н из радиоактивного источника». «Однако трудно решить, — говорит Резерфорд, — выбрасываются ли они из радиоактивного источника или являются результатом действия α -частиц на окклюдированный радиоактивным источником водород».

С целью изучения этих «естественных» сцинтилляций Резерфорд выкачивал из камеры воздух и исследовал поглощение их в листках алюминия. Затем в камеру впускался кислород или уголекислота и число сцинтилляций уменьшалось в соответствии с законом поглощения.

«Неожиданный эффект, однако, был обнаружен, когда в аппарат был введен сухой воздух. Вместо уменьшения число сцинтилляций

увеличивалось, и для поглощения, соответствующего приблизительно 19 см воздуха, число их было приблизительно в 2 раза больше, чем то, которое наблюдалось в вакууме». Поскольку такого увеличения всплеск в кислороде или уголекислоте не наблюдалось, то естественно было предположить, что это увеличение обязано своим происхождением азоту. Для проверки Резерфорд наполнял камеру хорошо высушенным азотом. «В чистом азоте число сцинтилляций, соответствующих большому пробегу, было больше, чем в воздухе». Надо было показать далее, что они обязаны своим происхождением столкновению α -частиц с атомами азота. Было установлено, что число сцинтилляций изменяется с давлением газа. Далее, при уменьшении скорости бомбардирующих α -частиц длина пробега частиц, вызывающих сцинтилляции, также уменьшается. «Эти результаты, — говорит Резерфорд, — показывают, что частицы, вызывающие сцинтилляции, возникают в пространстве, занимаемом данным газом, а не являются поверхностным эффектом в радиоактивном источнике». Резерфорд попробовал исследовать природу возникающих частиц с помощью магнитного поля, однако влияние поля было незначительно и уверенно результаты получить было нельзя. Как бы то ни было, Резерфорд приходит в своих опытах к важному заключению, которое он формулирует в следующих выражениях: «Из полученных до сих пор результатов трудно избежать заключения, что атомы с большим пробегом, возникающие при столкновении α -частиц с азотом, являются не атомами азота, но, по всей вероятности, атомами водорода или атомами с массой 2. Если это так, то мы должны заключить, что атом азота распадается вследствие громадных сил, развивающихся при столкновении с быстрой частицей, и что освобождающийся водородный атом образует составную часть ядра азота».



Э. Резерфорд и Д. Кавендиш в лаборатории.

Мы видим, насколько яснее и определеннее Резерфорд высказывается по вопросу о расщеплении ядра азота в специальной статье, чем в популярной лекции. Однако тот факт, что он в одно и то же время выступил и со специальной статьей, и с популярной лекцией, свидетельствует о том значении, какое Резерфорд придавал своему открытию. Резерфорд обращает далее внимание на то, что при столкновениях α -частицы с ядром она остается целой. Судьбу α -частицы при таких столкновениях в этих первых опытах он еще не мог установить и детали реакции оставались ему неизвестными.

Свои знаменитые опыты Резерфорд начал еще в Манчестере и продолжал в Кембридже. Природа вызывающих сцинтилляции частиц еще не была твердо установлена. Некоторые указывали, что эти частицы могут быть α -частицами, потерявшими один из зарядов при прохождении через азот. Резерфорду пришлось вплотную заняться этим вопросом. «По прибытии в Кембридж, — писал он, — я приступил к этой проблеме различными

ми путями. Благодаря выбору объектива с большой апертурой яркость сцинтилляций увеличилась и тем самым счет сделался легче». Далее Резерфорд описывает окончательно принятую им установку. В этой установке Резерфорд использовал более широкую щель, образованную двумя горизонтальными пластинками, находящимися на расстоянии 8 мм друг от друга, и магнитное поле большего электромагнита. Через камеру продувался ток сухого воздуха или другого газа, чтобы избежать радиоактивного загрязнения. Оказалось, что частицы с большим пробегом, освобождаемые из азота, являются атомами водорода. «Возможность, что эти частицы обладают массой 2, 3 или 4, определенно исключается», — писал Резерфорд в 1920 г. Резерфорд попытался с этим же прибором определить природу частиц, имеющих пробег 9 см, тогда как пробег бомбардирующих α -частиц равнялся 7 см. Он пришел к выводу, что это новые частицы, имеющие массу 3. Но так как ранее он показал, что из ядер, несомненно, вылетают протоны, то Резерфорд делает заключение, что «ядро азота может быть разложено двумя путями: либо путем выбрасывания Н-атомов, либо путем выбрасывания атомов с массой 3 и двумя зарядами». Как видим, и в 1920 г. Резерфорд еще не нашел правильной картины реакции, возникающей при бомбардировке α -частицами азота.

В 1921 г. Резерфорд и Чедвик опубликовали статью «Искусственное расщепление легких элементов». Здесь они прежде всего решают вопрос, остающийся в прежних опытах нерешенным, «обладают ли эти Н-атомы из азота тем же максимальным пробегом, что и Н-атомы, полученные ударами α -частиц из водорода или каких-либо водородных соединений».

«Недавно, — продолжает Резерфорд, — оптика микроскопа была настолько усовершенствована, что счет сцинтилляций очень облегчился и сделался более надежным. Благо-

даря этому было сразу найдено, что частицы из азота имеют пробег, значительно больший, нежели Н-атомы из водорода». Это очень важный результат, показывающий, что реакция происходит с изменением энергии. Если Н-частицы, ускоренные α -частицами, имеющими длину пробега 7 см, имели длину пробега, не превышающую 29 см, то Н-частицы, выбиваемые из азота, имели пробег, соответствующий 40 см в воздухе. Резерфорд и Чедвик обнаружили, что «вместе с азотом также и бор, фтор, натрий, алюминий и фосфор под ударами α -частиц испускают частицы, пробег которых меняется в пределах от 40 до 90 см в воздухе». В 1922 г. Резерфорд и Чедвик опубликовали новую статью «Расщепление элементов α -частицами». В этой статье исследовались детали явления расщепления элементов, а также возможность расщепления других легких ядер. Опять-таки реакция полностью осталась неисследованной. В обоих статьях Резерфорд считает, что выбиваемые Н-ядра являются спутниками ядра и в зависимости от направления движения α -частицы по отношению к движению этого спутника Н-частица может вылетать в различных направлениях, в том числе и в обратном. Частица гелия пролетает, изменяя свою скорость. От предположения, что могут вылетать и частицы с массой 3, Резерфорд в этом же, 1922 г. отказался. Интересно, что, заканчивая лекцию об искусственном расщеплении элементов, прочитанную им в Лондонском химическом обществе 9 февраля 1922 г., Резерфорд говорил: «Хотя и опасно в данном случае быть догматичным, однако общие признаки указывают на то, что атомы, как правило, обладают настолько устойчивой структурой, их ядра сдерживаются такими мощными силами, что лишь α -частицы, как наиболее концентрированные источники энергии, являются наиболее подходящими для нападения на эти хорошо защищенные сооружения. Даже тогда,

когда расщепление происходит, оно совершается в таком незначительном масштабе, что только несколько α -частиц из миллиона является действительным. Если бы в нашем распоряжении были заряженные атомы с энергией, в десять раз превосходящей энергию α -частицы радия мы, вероятно, могли бы проникнуть в нуклеарную структуру всех атомов, а иногда и вызвать их разрушение». Физики нашего времени научились получать снаряды, в тысячи раз превышающие энергию α -частицы, и тем самым не только выполнили, но и перевыполнили программу Резерфорда, намеченную им еще в 1922 г.

В работе 1924 г. Резерфорд и Чедвик, изучая отклонение частиц в магнитном поле, дали окончательное доказательство того, что выбиваемые частицы являются протонами. Вместе с тем они высказали предположение, что α -частица застревает в ядре. Однако метод сцинтилляций не давал возможности проследить детали реакции. Только в 1925 г., когда Блэккетт в Англии применил камеру Вильсона, ему удалось получить фотографию расщепления, из которой вытекало, что α -частицы застревают в ядре и ее трек заканчивается характерной «вилкой», где короткий жирный след принадлежит остаточному ядру (изотопу кислорода 17), а тонкий длинный след принадлежит выбитому протону. Можно только изумляться искусству и огромной физической интуиции Резерфорда, сумевшего при помощи столь несовершенного метода, как, метод сцинтилляций, увидеть так много важных вещей, о которых мы говорили.

ДРУГИЕ РАБОТЫ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Исследования по ядерной физике, и прежде всего радиоактивности, велись, кроме Кембриджа, и в других научных центрах. В Париже после войны возобновил работу Институт радия, руководимый Марией

Кюри-Склодовской, в Австрии—Венский институт радия, в котором директором до 1920 г. был Стефан Мейер, а с 1920 г. К. Пржибрам. В Берлине работали О. Ган и Л. Мейтнер, в России в радиовом институте, организованном в Петрограде в 1922 г., работали В. И. Вернадский, В. Г. Хлопин, Л. В. Мысовский. В рентгенологическом и радиологическом институте работал талантливый, рано умерший радиолог Л. С. Коловрат-Червинский, защитивший в 1918 г. магистерскую диссертацию «О выделении эманации у твердых и расплавленных солей, содержащих радий».

Опыты Резерфорда по расщеплению ядер были воспроизведены в Венском институте Киришем и Петерсоном, которые также изучали рассеяние α -частиц в веществе. Результаты их исследований были опубликованы в 1923 и 1924 гг. Копию своей публикации они направили Резерфорду. Резерфорд не согласился с выводами авторов и считал, что они находятся на ошибочном пути. Он с тревогой писал об этом в Вену Мейеру 19 июля 1924 г. Однако Кириш и Петерсон не посчитались с критикой Резерфорда и продолжали публикации в английских и немецких научных журналах. В 1923 г. начали публиковаться и в США результаты американских ученых Харкинса и Райана по тому же вопросу расщепления элементов. Разумеется, было бы невероятно, если бы такой важный результат остался монополией только Кембриджа. Но метод сцинтилляций очень ненадежен, и Резерфорд был прав, когда писал Мейеру: «Проблема искусственного расщепления изобилует трудностями и запядами и требует исследователей весьма тщательных в экспериментировании и обладающих способностью здравого суждения»*.

Суть разногласий между Резерфордом и Киришем и Петерсоном заключалась в том, что венские исследователи считали, что расщепление ядер встречается чаще, чем думал Резерфорд. Они опубликовали сведения о том, что им удалось расщепить не только шесть элементов, расщепленных Резерфордом (В, N, F, Na, Al, P), но также Mg, Si, Li, Be, С. Резерфорд оспаривал возможность расщепления последних трех элементов теми средствами, которые тогда имелись в распоряжении экспериментаторов. Дискуссия продолжалась очень долго, и стороны оставались при своем мнении. Тем временем развитие науки сделало спор беспредметным.

Недавно О. Фриш высказал предположение, что в «успехах» венских физиков виноваты студенты, привлекаемые к подсчету сцинтилляций. Он не исключал также не критического отношения венцев к полученным ими результатам. (УФН, 96, 1968 г., с. 99).

Петерсон также высказал в 1924 г. идею объяснения аномально-го рассеяния α -лучей водородом, которое было дано в 1926 г. Дебаем и Хардмейером. Теория столкновения атомов гелия с мелкими ядрами была дана Дарвином в 1914 г. в предположении, что атом гелия и рассеивающее ядро являются точечными центрами, взаимодействующими по закону Кулона.

Как мы уже видели, Резерфорд, подсчитывая число Н-частиц, испускаемых тонкой парафиновой пленкой под воздействием α -частиц, нашел, что для α -частиц с малым пробегом теория Дарвина согласуется с опытом, для более быстрых частиц число рассеянных частиц получается больше вычисленного. Резерфорд полагал, что это расхождение обусловлено тем, что при расстоянии между ядрами меньше $3 \cdot 10^{-13}$ их нельзя считать точечными центрами, и закон Кулона более не имеет места. Дебай и Хардмейер дали формулу согласующуюся с опытом по аномальному рассеянию α -частиц,

* Цит. по кн.: О. Старосельская-Никитина. История радиоактивности и возникновения ядерной физики. М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 244.

предполагая, что при приближении α -частицы ядро поляризуется. Эта идея и была высказана в 1924 г. Петерсоном. В 1926 г. Кирш и Петерсон написали большую обзорную работу «Расщепление атома», вошедшую в известное многотомное издание «Handbuch der Physik».

В 1918—1920 гг. Отто Ган и Лизе Мейтнер опубликовали результаты своих поисков предка актиния, названного ими протактинием. Первая работа, опубликованная ими в «Physikalische Zeitschrift» за 1918 г., носила название «Материнское вещество актиния — новый радиоактивный элемент». В следующем году в том же журнале Ган и Мейтнер опубликовали статьи «О протактинии и времени жизни актиния», «Происхождение актиния» и, наконец, на 86-м собрании естествоиспытателей и врачей в Наугейме, состоявшемся 19—25 сентября 1920 г., Ган сделал доклад «Протактиний, продолжительность его жизни и его содержание в урановых минералах».

Уже после исследований Болтвуда 1908 г. стало ясно, что между актинием и ураном должна быть генетическая связь. С другой стороны, найденное тем же Болтвудом отношение активности актиния и урана в минералах оказалось меньше, чем должно было бы быть в случае прямой генетической связи. Поэтому было сделано предположение, что актиний является побочным продуктом в ряде урана и, по-видимому, происходит от урана Y. Было высказано предположение, что искомый элемент, промежуточный между ураном Y и актинием, находится в пятой группе менделеевской таблицы. Если это так, то он должен быть в количественном отношении подобным танталу. Поэтому Ган и Мейтнер сделали попытку выделить новый элемент из остатка раствора урановой руды в азотной кислоте. К этому остатку добавлялась калийная соль танталофтористоводородной кислоты и из этой смеси выделялся тантал с сопутствующим элементом. В полученном



О. Ган.

осадке и содержался новый элемент, испускающий α -частицы, которому и дано было имя «протактиний» (Pa). Переработав большое количество заводской руды, Ган и Мейтнер получили 73 мг вещества, содержащего протактиний. Определив длину пробега α -частиц, испускаемых новым элементом (она была найдена равной 3,34 см), Ган и Штрассман попытались, используя закон Гейгера-Нэттолла

$$\ln \lambda = A + B \ln R,$$

определить постоянную распада λ . Так как A и B для актиниевого ряда не были точно известны, то они смогли только оценить период полураспада в довольно широких пределах от 1200 до 180 000 лет. Протактиний был открыт независимо от Гана и Мейтнер Содди и Кранстоном в том же, 1918 г.

Ган и Мейтнер определили период полураспада актиния, изучая кривую изменения активности протактиния по времени. Другой метод определения этой величины заключался в изучении уменьшения активности самого актиния. Оба метода дали для периода полураспада

актиния величину 20 лет с точностью до 10%. Содди и Кранстон, которые называли протактиний экатанталом, нашли для периода полураспада актиния 3460 лет. Такое огромное расхождение указывает на исключительные трудности определения полураспада актиния. В последнем издании своей книги «Радиоактивность», вышедшем уже после ее смерти в 1935 г., М. Кюри-Склодовская писала: «Период актиния, известный пока лишь весьма приблизительно, равен 10 годам».

На съезде естествоиспытателей в Науегейме в 1920 г. Ган сообщил об экспериментальном доказательстве образования актиния из урана. Он определил содержание протактиния в старых солях урана. Тонна урана содержала 72 мг протактиния. По величине активности протактиния из соли урана известного возраста можно было определить его период полураспада. Он оказался в среднем равным 1200 годам.

Из других важных исследований того времени отметим кембриджские работы, приведшие к открытию длиннопробежных α -частиц и опыты, связанные с исследованием механизма испускания γ -лучей. Длиннопробежные частицы, испускаемые ThC , были открыты Резерфордом и Вудом в 1916 г. В 1919 г. Резерфорд обнаружил длиннопробежные частицы от RaC . В обоих случаях, как оказалось позднее, длиннопробежные частицы происходили из ThC' и RaC'' . Число их оказалось очень малым. В случае тория по оценке Резерфорда одна длиннопробежная частица испускалась на 10^4 частиц, в случае радия на миллион испущенных α -частиц было только 22 длиннопробежных. Важные результаты, относящиеся к β -лучам, были получены в Кембридже. Были разногласия в вопросе об энергетическом спектре этих частиц: одни исследователи считали, что спектр β -лучей сплошной, другие принимали, что β -частицы в основном являются моноэнергетиче-

скими. Эта точка зрения получила особое распространение после того, как в 1910—1912 гг. Ган и Мейтнер обнаружили существование моноэнергетических групп в β -лучах. Но в 1914 г. Чедвик показал, что моноэнергетические лучи составляют только малую долю всех β -частиц, и Резерфорд выдвинул гипотезу, что эти лучи имеют вторичное происхождение, тогда как основные β -частицы обладают непрерывным спектром. К этой точке зрения присоединилась и Мейтнер в 1922 г.

Резерфорд объяснил происхождение моноэнергетических β -лучей как результат фотоэффекта, производимого γ -лучами, вырывающими электроны из оболочки атома. Энергия этих β -частиц равна энергии γ -кванта за вычетом энергии связи электрона в атоме элемента, испускающего γ -излучение. Опыты показали, что энергия вторичных электронов, образующихся при распаде RaB , одинакова с энергией фотоэлектронов, возникающих при облучении γ -лучами висмута. Но висмут—изотоп RaC , получающегося при распаде RaB . Отсюда следует, что γ -излучение RaB происходит тогда, когда он уже превратился в RaC . Таким образом, испускание первичных β -электронов RaB является первой стадией процесса, предшествующего γ -излучению. Эллис и Вустер в 1925 г. доказали на опыте эту последовательность ядерных процессов: RaB успевает превратиться в RaC прежде, чем γ -излучение вырвет вторичный электрон.

Из других достижений ядерной физики в этот период отметим применение метода толстослойных пластинок, предложенного для исследования α -частиц, а позже космического излучения Маргарет Блау в Вене и Мысовским и Чижевским в СССР. В тезисах к докладу на V съезде физиков, состоявшемся в Москве в декабре 1926 г., Л. В. Мысовский и П. И. Чижев писали: «С целью заменить трудный и кропотливый метод на-

блюдения α -частиц при помощи сцинтилляций были поставлены опыты по наблюдению следов α -частиц внутри фотографических пластинок. Для этой цели в Радиевом институте были приготовлены специальные пластинки, мелко зернистые (диапозитивные), причем эмульсия наносилась на стекло более толстым, чем обычно, слоем. При наблюдении следов α -частиц в таких пластинках удалось заметить характерные черты прохождения α -частиц через материю, наблюдавшегося ранее в менее резкой форме лишь в камере Вильсона.

Приведя примеры следов α -частиц, полученных в таких пластинках, авторы заключают: «Из приведенных примеров видно, что изучение следов α -частицы в фотографической пластинке может дать новый метод для исследования различных свойств α -частиц».

После войны возобновились исследования загадочных космических лучей. Сотрудник Венского института радия Виктор Гесс, открывший космическое излучение в 1910 г., получил премию Венской академии наук за свое открытие, а в 1936 г., когда космическое излучение стало предметом всемирного исследования, получил Нобелевскую премию.

«Вследствие мировой войны, — писал известный американский физик Милликен по поводу космических лучей, — за время с 1914 по 1922 г. не появилось никаких наблюдений, имеющих значение для истории этих явлений, но уже в марте и апреле 1922 г. в Кэлли-Фельде (Сан-Антонио, Техас) Боуэн и я произвели первый подъем в стратосферу (15500 м) самопишущих электроскопов, барометров и термометров с помощью шаров-зондов». Ожидаемого по гипотезе космического происхождения лучей непрерывного возрастания ионизации Милликен в этих опытах не получил и пришел к выводу, что они происходят из источников в земной атмосфере. Желая проверить эту ги-

потезу, Милликен и Отис осенью 1922 г. измерили проникающую способность космических лучей. Летом 1925 г. он вместе с Камеруном измерял проникающую способность космических лучей на высокогорном озере Мюйр в Калифорнии. «Нам удалось, — писал Милликен, — путем погружения наших электроскопов метр за метром (до 15 м) в глубь озера доказать существование лучей, идущих только сверху, — лучей, проникающая способность которых, по крайней мере, в 18 раз больше проникающей способности наиболее жестких известных нам γ -лучей, т. е. обладающих энергией, превышающей в несколько раз ту, которая была бы нужна для проникновения сквозь атмосферу».

Милликен забыл упомянуть, что в 1925 г. были опубликованы в «Zeitschrift für Physik» результаты измерений проникающей способности высотных лучей, выполненные на Ладожском озере Л. В. Мысовским и Л. Тувимом. Они впервые показали, что коэффициент поглощения этих лучей в воде составляет $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$, тогда как для γ -лучей радия он равен $(3-4) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$.

На основании опытов 1925 г. Милликен опубликовал в 1926 г. статью, в которой высотные лучи впервые были названы космическими. Это название оспаривалось еще в 1927 г. на конгрессе в Комо, где еще высказывалось мнение об атмосферном происхождении этих лучей. Что касается природы этих лучей, то Милликен считал их чрезвычайно жесткими γ -лучами. Но в 1927 г. Д. В. Скобельцын, изучая с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле, эффект Комптона, производимый γ -лучами, обнаружил в этой камере следы электронов весьма высокой энергии и приписал их космическим лучам. Опыт Скобельцына имел большое принципиальное значение и по существу явился началом нового этапа в истории изучения космических лучей. Когда на смену электроско-

пу пришла камера Вильсона, для которой в дальнейшем была разработана система автоматического управления с помощью счетчиков Гейгера, последовал ряд фундаментальных открытий в физике космических лучей. Было подтверждено и уточнено наблюдение Скобельцына, что в состав космических лучей входят заряженные частицы высоких энергий. В 1932 г. Андерсон обнаружил новую частицу — положительный

электрон, названный им позитроном. Через пять лет Андерсон и Неддермейер открыли в космических лучах новую частицу мю-мезон. В послевоенные годы последовало открытие целого потока фундаментальных частиц, начиная с открытых в 1947 г. Пауэллом пи-мезонов. Все эти открытия привели к возникновению новой важнейшей главы современной физики — *физики элементарных частиц*.

РАЗВИТИЕ АТОМНОЙ ФИЗИКИ (1918—1925)

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ БОРА. ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ

Обратимся теперь к истории изучения электронной оболочки атома. В 1918 г. Бор выступил в Копенгагене с докладом «О квантовой теории линейчатых спектров», в котором сделал существенное дополнение к своей теории в виде так называемого принципа соответствия, или «принципа аналогии», как его иногда называли в то время. Условие частоты Бора не позволяло дать никаких заключений об интенсивности и характере поляризации излучения. В этом отношении оно уступало классической теории излучения, которая представляет движение разложенным на компоненты ряда Фурье, она позволяла вывести совершенно точные заключения об амплитудах и фазах компонент и тем самым об интенсивности и поляризации излучения. Однако, как писал Бор, «оказалось, что существует глубокое соответствие между различными типами возможных переходов от одного стационарного состояния к другому, с одной стороны, и различными гармоническими компонентами разложения — с другой».

Бор разбирает случай водородного спектра. Орбита водородного атома определяется соотношениями, которые получаются из классической механики и были даны им еще в первой статье.

$$\omega = \sqrt{\frac{2W^3}{\pi^2 e^4 m}}, \quad 2a = \frac{e^2}{W},$$

где W — энергия, оцениваемая работой, затрачиваемой на удаление электрона с данной орбиты в бесконечность. Из формулы Бальмера следует, что энергия должна иметь вид

$$E_n = -\frac{Kh}{n^2},$$

и, подставляя отсюда значения E_n вместо W , получаем

$$\omega_n = \frac{1}{n^3} \sqrt{\frac{2h^3 K^3}{\pi^2 e^4 m}}; \quad 2a_n = \frac{n^2 e^2}{h \cdot K}.$$

Между частотой обращения по орбите ω_n и частотой излучения ν нет ничего общего. Но для больших квантовых чисел n' и n'' , несмотря на постоянное значение разности $n' - n''$, отношение $\frac{\omega_{n'}}{\omega_{n''}}$ стремится к 1 так, что $\omega_{n'} = \omega_{n''} = \omega$. Частота



Н. Бор.

излучения ν для больших n' и n'' представляется формулой

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} = \\ &= (n' - n'')K \frac{n' + n''}{(n')^2(n'')^2} = \\ &= (n' - n'')\omega \sqrt{\frac{2\pi e^4 m}{Kh^3}}.\end{aligned}$$

Эта частота совпадает с обертоном разложения:

$$\xi = \sum a_\tau \cos 2\pi(\tau\omega t + c_\tau),$$

если

$$\sqrt{\frac{2\pi^2 e^4 m}{Kh^3}} = 1. \text{ Отсюда } K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}.$$

Это значение постоянной Ридберга получается из измерений водородного спектра. «Такое совпадение устанавливает связь между спектром и моделью атома водорода, — пишет Бор. — Если принять во внимание фундаментальное различие между представлениями теории квантов и обычной теорией излучения, то найденная связь становится тем более замечательной».

Бор указывает, что, хотя в области больших квантовых чисел классическая и квантовые частоты совпадают, механизм излучения в обоих случаях совершенно различен. Тем не менее найденное соответствие позволяет сделать дальнейшие выводы. «Задаваясь вопросом о более глубоком значении найденного соответствия, — пишет Бор, — мы вправе, естественно, ожидать, что соответствие не ограничивается совпадением частот спектральных линий, вычисляемых тем и другим методом, но простирается и на *интенсивность*. Такое ожидание равносильно тому, что *вероятность* определенного перехода между двумя стационарными состояниями связана известным образом с амплитудой соответствующей гармонической компоненты».

«Дальнейшее рассмотрение, — продолжает Бор, — приводит нас к тому, что эта своеобразная связь является *общим законом переходов между стационарными состояниями*; мы должны предположить, что возможность перехода между двумя данными стационарными состояниями связана с наличием определенной гармонической компоненты в движении системы».

Этот принцип, установленный Бором, имел исключительное значение для развития квантовой теории. Но сущность его оставалась совершенно загадочной. Зоммерфельд писал во втором издании своей книги «Строение атома»: «Бор нашел в своем принципе соответствия ту волшебную палочку, которая позволяет воспользоваться результатами классической волновой теории для теории квантов для устранения принципиальных противоречий». Принцип соответствия включил в себя и уточнил *правило отбора*, найденное в том же, 1918 г. А. Рубиновичем. Согласно этому правилу возможны только такие переходы, при которых орбитальный момент количества движения может меняться

только на $\pm \frac{h}{2\pi}$ и, следовательно, азимутальное квантовое число k только на ± 1 ($\Delta k = \pm 1$), Бор рисовал диаграммы состояний, изображая энергетические состояния точками на параллельных горизонтальных прямых, каждой из которых соответствует свое значение k , так что при переходе от одной горизонтальной прямой к соседней k меняется на 1. Разрешенные переходы изображаются стрелками, соединяющими точки, лежащие на соседних горизонтальных прямых. Состояния в первом горизонтальном ряду ($k=1$), который обозначают буквой S , соответствуют переменному члену в «резкой побочной серии», излучаемой при переходе к первому состоянию второй линии P . В свою очередь, состояния, обозначаемые P , соответствуют переменному члену «главной серии», излучаемой при переходе из состояния P к первому состоянию — линии S . Далее идет линия D ($k=3$), соответствующая переменному члену «диффузной побочной серии», и т. д. Чертеж Бора соответствует символическим обозначениям серий:

$$\text{Главная серия} \quad \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(m+p)^2}, \\ m = 2, 3, \dots$$

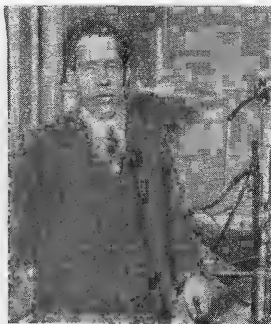
$$\text{1-я побочная:} \\ \text{(диффузная):} \quad \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+d)^2}, \\ m = 3, 4, \dots$$

$$\text{2-я побочная:} \\ \text{(резкая):} \quad \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}, \\ m = (1), 2, \dots$$

$$\text{Серия Бергмана:} \quad \frac{R}{(s+d)^2} - \frac{R}{(m+f)^2}, \\ m = 4, 5, \dots$$

Бор, однако, не пользуется такими обозначениями и предпочитает писать выражение энергетического терма в виде

$$E_k(n) = -hf_k(n); \quad f_k(n) = \frac{K}{n^2} \varphi_k(n),$$



Н. Бор в своей лаборатории.

где K — постоянная Ридберга. Принцип соответствия позволяет Бору решить вопрос о поляризационных соотношениях в случае возмущения атомной системы, вызванного внешним силовым полем. Если возмущенная система допускает разложение на периодические компоненты, то, по принципу соответствия, всякому стационарному движению невозмущенной системы соответствует некоторое число состояний возмущенной системы. Принцип соответствия позволяет понять поляризационные соотношения, наблюдаемые при расщеплении спектральных линий в электрическом поле (эффект Штарка) или в магнитном поле (эффект Зеемана). В последнем случае оказывается, что переходы, для которых k меняется более чем на единицу, невозможны (правило отбора Рубиновича). Рубинович обосновал свое правило, опираясь на закон сохранения механического и электромагнитного импульса при излучении. Эмпирически поляризованная волна, как показал в 1914 г. Абрагам, обладает вращательным импульсом:

$$M = \frac{W}{2\pi\nu} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2},$$

где W — энергия, переносимая волной, поляризованной по эллипсу с полуосями a , b , в единицу времени, γ — разность фаз между взаимно перпендикулярными компонентами*. Предполагая, что соотношение Аббагама применимо и к атому Бора, Рубинович пишет:

$$W = h\nu,$$

$$M = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2}.$$

Но, по Бору, M может меняться только на целое кратное $\frac{h}{2\pi}$. Таким образом, при излучении или поглощении энергии атомом вращательный момент меняется по уравнению

$$\frac{nh - n'h}{2\pi} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2},$$

или

$$n - n' = \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2}.$$

Для волны, поляризованной по кругу $a = b$, $\gamma = 1$, $n - n' = 1$. Для эллиптически поляризованной, например для $a > b$,

$$(a^2 - b^2) > 0, \quad a^2 + b^2 > 2ab \sin \gamma,$$

$$n - n' \leq 1.$$

Так как теория Бора допускает изменение импульса только на целое число $\frac{h}{2\pi}$, то $n - n'$ может быть только ± 1 или 0.

Указывая на этот результат Рубиновича, Бор пишет: «Однако в отношении к системам с радиальной и осевой симметрией можно получить более детальное заключение только при одновременном пользовании принципом соответствия и началом сохранения момента импульса во время процесса излучения. Так, например, в случае атома водорода, возмущаемого центральной

силой, на основании начала сохранения момента импульса можно сделать только тот вывод, что при всяком переходе k не может измениться более чем на единицу, между тем принцип соответствия определенно требует, чтобы при всяком возможном переходе k менялось на 1, и, таким образом, исключается, например, случай неизменности k ».

Мы видели, что у Рубиновича $\Delta k = 0 + 1$, принцип соответствия же Бора дает только $\Delta k = \pm 1$. «Кроме того, — продолжает Бор, — принцип соответствия дает не только средство для исключения определенных переходов, как невозможных (в этом смысле принцип соответствия — «принцип отбора»), но и представляет возможность суждения об относительной вероятности различных типов переходов на основании изучения величин амплитуд гармонических колебаний, на которые может быть разложено движение».

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА КВАНТОВЫХ СВОЙСТВ

Как мы видели в одной из предыдущих глав, Франк и Герц в опытах 1913—1916 гг. обнаружили скачкообразное изменение электронного тока, проходящего через пары ртути, что указывало на скачкообразные изменения энергии электронов, достигшей определенного значения при столкновении с атомами ртути. Потенциалы, соответствующие таким значениям энергии, они называли критическими. При интерпретации своих опытов Франк и Герц еще не пользовались идеями Бора о наличии дискретных энергетических уровней в атоме.

К 1919 г. они возобновляют прерванные войной эксперименты по изучению соударений электронов с атомами паров и газов, не обладающих сродством к электронам. Еще ранее подобные эксперименты возобновили английские и американские исследователи. Те и другие ис-

* К. Н. Шапошников и Г. Буш в том же, 1914 г. нашли это выражение для волны, поляризованной по кругу, опираясь на исследования А. И. Саловского. В 1915 г. К. Н. Шапошников подробно исследовал вопрос о механических действиях света.

следования уже развивались под влиянием идей Бора, и результаты их стали рассматриваться как экспериментальное подтверждение идеи квантованных уровней. Скачки электронного тока означали, что атом захватывал у электрона энергию, если бы она была достаточна для перехода его на высший энергетический уровень (возбуждение атома).

В 1917 г. американские физики Дэвис и Гуше усовершенствовали метод Франка и Герца введением второй сетки. Электроны, испускаемые раскаленным катодом, ускорялись полем, создаваемым разностью потенциалов V_1 , накладываемой между катодом и первой сеткой. Между первой и второй сетками действовало тормозящее поле, создаваемое разностью потенциалов V_2 , а между второй сеткой и первым электродом прикладывалась незначительная разность потенциалов $V_3 < V_2$, направление которой можно менять. Такое расположение позволяет отделить возбуждение от ионизации. Если в пространстве между сетками происходит возбуждение, то возникающее излучение вырывает фотоэлектроны из второй сетки и приемного электрода и, меняя направление разности потенциалов, можно на приемном электроде создавать либо положительную, либо отрицательную электризацию. Если же в пространстве между сетками произошла ионизация, то заряд приемного электрода не меняется при изменении знака V_3 , так как напряжение, ускоряющее положительные ионы, всегда больше V_3 . Таким путем Дэвис и Гуше нашли два потенциала возбуждения для ртути, равные 4,9 в и 6,7 в, и потенциал ионизации 10,4 в.

Франк и Книппинг в 1919 г., а также Фут и Мёллер в 1920 г. и другие пользовались следующим методом. Так же, как и у Дэвиса и Гуше, у них имелись нагретый катод G , две сетки N и N' и приемный электрод Z . Первая сетка N находилась очень близ-

ко к катоду G и между ними прикладывалась ускоряющая разность потенциалов V . Сетка N' находилась при том же потенциале, что и N , и между N и N' поля нет. Приемная пластинка Z через гальванометр соединяется с землей, так что между N' и Z устанавливается сильное поле, задерживающее электроны. В пространстве между N и N' при изменении напряжения V возникает возбуждение с последующим «высвечиванием». Высвечиваемое излучение вырывает фотоэлектроны с пластинки Z , что создает фотоэлектрический ток I . Зависимость этого тока от V дает ряд максимумов и минимумов, каждый из которых соответствует определенной линии излучения и определенному потенциалу возбуждения.

Этим методом Франк и Эйншпори в 1920 г. провели исследование паров ртути при различных давлениях. Они нашли 18 критических потенциалов и для 13 из них смогли указать серийную формулу соответствующей линии.

Различные исследователи за время до 1924 г. исследовали критические и ионизационные потенциалы различных паров и газов методом столкновений с электронами. Так, Франк и Книппинг нашли в 1919 г. для ионизационного потенциала гелия значение 25,3 в. В 1922 г. Франк указал, что для всех критических потенциалов значения должны быть понижены приблизительно на 0,7—0,8 в. Исправленное значение ионизационного потенциала гелия, таким образом, оказалось равным 24,5 в. Модель Бора давала значение 28,75 в. «Здесь я уже споткнулся, кто мне поможет идти дальше», — цитировал «Фауста» Зоммерфельд, переходя к модели нейтрального атома гелия. Трудность усугублялась еще тем, что спектр нейтрального гелия распадается на два: одна серия образована простыми термами, вторая двойными. Основной терм первой системы, принадлежащий паргелию, $1S$, основной терм ортогелия $2S$. Термы орто-

гелия не комбинируют с термами паргелия. Объяснение этому факту пытались искать в различных моделях паргелия и ортогелия: орбиты электронов паргелия предполагались образующими между собой угол до 120° , орбиты электронов ортогелия лежат в одной плоскости. Ни та, ни другая модель, однако, не соответствовала фактам. Неудача с атомом гелия — одна из причин, вызвавших кризис теории Бора.

Спектроскописты различают в зависимости от происхождения спектра данного элемента два вида спектров: дуговой и искровой. Бор считал, что дуговой спектр принадлежит нейтральным атомам, искровой — ионизованным. Это мнение стало общепринятым. В 1919 г. В. Коссель и А. Зоммерфельд рассказали *правило смещения*, согласно которому искровой спектр всякого элемента имеет такой же характер, как и дуговой спектр предшествующего элемента в периодической системе. Этот факт находит объяснение в теории Бора.

Квантовые идеи получили блестящее подтверждение в опытах по фотоэффекту.

Знаменитая работа Р. Милликена, которая заставила Иоффе отказаться от задуманных им фотоэлектрических опытов, была опубликована в 1916 г. Реферат этой работы был помещен Ядвигой Шмидт в ЖРФХО за 1917 г. Однако достоянием русской научной литературы в полной мере она стала только в 20-х годах в связи с

переводом книги Милликена «Электрон» и выходом дополнительного тома курса физики Хвольсона. Мы дадим здесь описание этой работы.

Свой прибор Милликен назвал «мастерской в вакууме». Исследуя литий, натрий и калий, он вытачивал из них цилиндры и помещал их на окружность вращающегося в вакуумной трубке диска. Вращение вызывалось действием сильных магнитов, и цилиндры могли помещаться либо перед окошечком, через которое производится их освещение, либо перед ножом, срезающим с поверхности цилиндра некоторый слой. Фотоэлектроны падают в фарадеевский цилиндр, в дне которого проделано окошечко, а стенки соединены с электрометром. Таким образом, торцовая поверхность наших цилиндров либо помещается перед окошечком и фарадеевским цилиндром, либо перед ножом, приводимым в движение электромагнитом и снимающим с торцов цилиндра некоторый слой, после чего он вновь поворачивается к окошечку свежей стороной. В своих экспериментах Милликен определил контактный потенциал, задерживающий наиболее быстрые электроны и его зависимость от частоты. Из своих измерений Милликен мог определить постоянную Планка h .

В 1920 г. Ладенбург дал сводку различных значений h , определенных различными методами. Эта сводка дана в следующей таблице:

Метод	$h \cdot 10^{27}$
I. Излучение черного тела	
а) Метод изохромат (Варбург с сотрудниками)	$6,540 \pm 0,02$
б) Постоянная в законе Стефана—Больцмана при $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-5}$ (по Герлаху)	$6,518 \pm 0,03$
II. Уравнение Эйнштейна	
а) Фотоэлектрические измерения Милликена с Na и Li	6,577
б) Фотоэлектрические измерения Хенningса и Кадеша с Mg, Al, Zn, Cu, Fe, Sn	6,43
в) Резонансные и ионизационные потенциалы, среднее из 16 значений	$6,58 \pm 0,03$
г) Ионизационные потенциалы He и Hg, по Франку и Книппингу	$6,54 \pm 0,03$
д) Граница непрерывного рентгеновского спектра, по Вагнеру	$6,520 \pm 0,02$
е) То же, по Блейку и Дюану	$6,557 \pm 0,013$
III. Теория спектральных серий Бора из значения постоянной Ридберга, по измерениям Пашена	$6,545 \pm 0,013$



А. Комптон в своей лаборатории.

между собой состояния (антипараллельное состояние энергетически менее выгодно, чем параллельное) труднообъясним, если учесть, что всякое возмущение, например тепловое соударение, неизбежно должно разрушать антипараллельное состояние. Но такого разрушения не обнаружено. «Отсюда следует заключить, — писал Герлах, — что неизвестный (впрочем, также пока непонятный) механизм ориентации работает так быстро, что тепловые соударения в компактном веществе не оказывают никакого влияния на среднюю по времени ориентацию атомов, ионов или молекул».

Вместе с тем специального объяснения требовал тот факт, что из трех возможных значений $\cos(\vec{M}, \vec{H})$, которые по теории Зоммерфельда получаются при $k=1$, а именно $\cos(\vec{M}, \vec{H}) = \pm 1$ или 0, последнего значения опыты Штерна—Герлаха не дают. Но все возникшие в связи с опытом Штерна—Герлаха вопросы были сняты введением спина электронов (Юленбек и Гаудсмит, 1925).

ЭФФЕКТ КОМПТОНА

Наиболее разительным подтверждением предложенной Эйнштейном идеи световых квантов, обладающих энергией и импульсом, явилось открытие в 1922 г. американским физиком Артуром Комптоном особого вида рассеяния рентгеновских лучей; получившего в литературе название «эффект Комптона».

В опыте Комптона излучение, исходящее из молибденова антикатада рентгеновской трубки, рассеивалось графитом. Рассеянное излучение падало на кристалл рентгеновского спектрометра, отсюда — в ионизационную камеру (или фотопластинку). Комптон изучал интенсивность рассеянного спектра для различных углов. Оказалось, что линии рассеянного спектра были смещены относительно первичных в сторону больших углов, т. е. больших длин волн. Смещение зависит от угла между направлением первичного и рассеянного пучка. Комптон наблюдал кривые интенсивности первичного и рассеянного пучка методом ионизационной камеры для различных углов. Позже были получены фотографии смещения K_α линий молибдена. Из полученных наблюдений ясно вытекало, что изменение длины волны рассеянных лучей возрастает с возрастанием угла. Комптон опубликовал результаты своих опытов в обзорной статье, помещенной в «Бюллетене Национального Исследовательского Совета Академии наук США» 20 октября 1922 г. 10 марта 1923 г. в редакцию журнала «Physikalische Zeitschrift» поступила статья П. Дебая «Рассеяние рентгеновских лучей и квантовая теория». Номер с этой статьей вышел 15 апреля 1923 г.

Рассеянием рентгеновских лучей П. Дебай начал заниматься сразу после открытия Лауэ. В 1915 г. им была опубликована статья «Рассеяние рентгеновских лучей», в 1916 г. им совместно с П. Шеррером был разработан известный метод анализа поликристаллов. Таким об-

Таким образом, к 1920 г. теория квантов получила надежную экспериментальную основу.

ОПЫТЫ ШТЕРНА И ГЕРЛАХА

С 1920 г. разрабатывается важный метод молекулярных и атомных пучков, получивший широкое распространение в атомной физике.

В июньском выпуске журнала «Zeitschrift für Physik» за 1920 г. появилось предварительное сообщение сотрудника института теоретической физики в Франкфурте-на-Майне Отто Штерна под названием «Непосредственное измерение молекулярной тепловой скорости», в котором описывался новый метод прямого измерения скоростей молекул. По оси цилиндра была протянута серебряная проволока, накаливаемая током и испарявшая атомы серебра. Узкая щель выделяла пучок атомов, оседающих на поверхности внешнего цилиндра. При вращении цилиндра отложенная атомами полоска смещалась, и по величине смещения, расстоянию от щели до внешнего цилиндра и угловой скорости вращения можно было измерить величину тепловой скорости.

Метод Штерна был применен Максом Борном и Елизабет Борман для измерения длины свободного пробега, а в 1921 г. Штерн начал опыты по пропусканию молекулярного пучка через неоднородное магнитное поле. Опыты эти затем продолжались им совместно с Вальтером Герлахом.

Пусть поле H неоднородно в направлении своих силовых линий. Тогда сила, действующая на атом, обладающий магнитным моментом M , будет

$$\vec{F} = \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial s}.$$

Под действием этой силы атом получает ускорение

$$b = \frac{F}{m} = \frac{M}{m} \cdot \frac{\partial H}{\partial s} \cos(\vec{M}, \vec{H}),$$

где m — масса атома. Атомы, влетающие в поле перпендикулярно

силовым линиям со скоростью v , отклоняются на величину

$$s = \frac{1}{2} b t^2 = \frac{1}{2} b \frac{l^2}{v^2} = \\ = \frac{1}{2} \cdot \frac{M}{m} \cdot \frac{\partial H}{\partial s} \cdot \frac{l^2}{v^2} \cos(\vec{M}, \vec{H}),$$

где l — длина ребра заостренного полюса магнита, создающего неоднородность. Схема опыта Штерна—Герлаха была такова: небольшая печь выпускала через отверстие серебряный пар. Диафрагмами выделялся пучок атомов серебра, который проходил на протяжении l через неоднородное магнитное поле и осаждался на приемной пластинке. Оказалось, что в поле пучок расщеплялся на два, отклоняющихся в противоположных направлениях. Это расщепление будет тем более резким, чем больше неоднородность поля. Это расщепление становится понятным, если принять, что для одной части пучка магнитные моменты атомов совпадают с направлением поля, для другой части ему противоположны. Зоммерфельд назвал такое расщепление *квантованием направлений*. При этом момент отдельного атома оказался равным магнетону Бора — $9,2 \cdot 10^{-21}$. Результат опытов Штерна—Герлаха противоречит классической теории, согласно которой атомы в магнитном поле совершают прецессирующее движение Лармора. При таком

движении угол $(\vec{M}, \vec{H})$, образованный направлением магнитного момента и поля, не меняется. Пучок таких прецессирующих атомов в неоднородном магнитном поле будет не расщепляться, а расширяться. Таким образом, опыт Штерна и Герлаха, продемонстрировавший квантование направлений и давший количественное значение магнетона Бора, решил однозначно вопрос в пользу квантовой теории атомного магнетизма.

Факт расщепления атомного пучка на два энергетически различных

разом, статье 1923 г. предшествовали многолетние исследования Дебая по оптике рентгеновских лучей и, как видно из текста статьи, мысль о квантовой теории рентгеновских лучей занимала Дебая давно. В начале статьи Дебай останавливается на классической теории Д. Д. Томсона и, указав, что она дает хорошее *качественное* объяснение некоторым фактам (в частности, объясняет открытую Ч. Баркла поляризацию рентгеновских лучей), вместе с тем оказывается в противоречии с целым рядом других фактов, из которых Дебай выделяет четыре:

1. Рассеянный луч в направлении первичного луча ($\theta = 0$) значительно интенсивнее, чем в противоположном направлении ($\theta = \pi$), в то время как по теории Томсона, зависимость интенсивности рассеянного луча определяется выражением $(1 + \cos^2 \theta)$ и, следовательно, для обоих углов одинакова.

2. Жесткость рассеянного луча зависит от направления: в направлении первичного луча рассеянный луч будет более жестким, чем в направлении, перпендикулярном к первичному лучу. Таким образом, в противоположность классической теории длина волны при рассеянии не сохраняется.

3. Полная энергия рассеянного излучения оказывается ниже предельного значения, указанного Томсоном.

4. Каждое рассеяние сопровождается испусканием электронов. Чем короче длина волны, тем больше электронов испускается в направлении первичного луча.

Дебай подчеркивает, что существующие опыты однозначно не подтверждают всех этих утверждений. Но, ссылаясь на упомянутую выше статью А. Х. Комптона, он пишет, что из этой статьи «он получил впечатление, что она с большой вероятностью справедлива». «Поэтому, — продолжает Дебай, — я *не хочу медлить* с представлением на обсуждение объяснения этих эффектов с

помощью квантовой теории, которое мною, как возможное объяснение, было получено *уже давно*» (курсив мой — П. К.). Подчеркнутые нами слова показывают, что в случае эффекта Комптона произошла довольно часто встречающаяся в истории науки ситуация, когда к одному и тому же выводу независимо друг от друга приходят несколько ученых, из которых кто-то запаздывает с публикацией. Комптон открыл свой эффект экспериментально, Дебай пришел к нему теоретически. Вероятно, было бы справедливо называть открытый эффект эффектом Комптона—Дебая. Но Дебай запоздал с публикацией, и статья Комптона, содержащая квантовую теорию эффекта, появилась в 1923 г. в «Physical Review» несколько раньше статьи Дебая. В своей статье Дебай развивает квантовую теорию рассеяния, рассматривая рассеянное излучение, как «игольчатое» излучение Эйнштейна. «На основе этой предпосылки, — пишет Дебай, — можно получить весьма подробную картину процесса, если допустить, что в этой области справедливы: а) закон энергии и б) теорема импульса. Оба закона достаточны без всяких дополнительных гипотез.» Применение их к данному случаю приводит к уравнениям

$$h\nu_0 = mc^2 \left(\frac{1}{\gamma(1 - \beta^2)} - 1 \right) + h\nu, \quad (I)$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{mv}{\gamma(1 - \beta^2)} \cos \vartheta + \frac{h\nu}{c} \cos \theta, \quad (II)$$

$$0 = \frac{mv}{\gamma(1 - \beta^2)} \sin \vartheta + \frac{h\nu}{c} \sin \theta. \quad (III)$$

Здесь ν_0 — частота падающего луча, ν — частота рассеянного луча, ϑ — угол между направлением первичного луча и направлением отдачи электрона, θ — угол между направлениями первичного и вторичного луча. Дебай ведет вычисления с частотами, в его формулы входят безразмерные величины $\mu = \frac{v}{v_0}$ и

$x = \frac{mc^2}{h\nu_0}$. Универсальная константа $\frac{mc^2}{h} = N = 1,23 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{сек}}$ имеет размерность частоты, которой соответствует длина волны

$$\Lambda = \frac{h}{mc} = 0,0243 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Комптон обозначал эту константу λ_0 и для изменения длины волны получил выражение

$$\Delta\lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Дебай записал эту формулу в виде

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{2}{x} \sin^2 \frac{\theta}{2}}.$$

В современных учебниках пишут формулу Комптона, сохраняя дебаевское обозначение Λ для комптоновской длины волны. Исследуя соотношение между энергиями рассеянных фотонов в различных направлениях и энергиями электронов отдачи, Дебай рисует диаграмму, ныне вошедшую в учебники. Анализ следствий теории приводит Дебая к выводу, что она объясняет все выдвинутые им во введении четыре пункта. В заключительных словах своей статьи Дебай выражает надежду, что предложенная им схема позволит достигнуть «более глубокого познания квантовых законов, в особенности их связи с волновой оптикой».

Действительно, открытие эффекта Комптона чрезвычайно обострило противоречия между волновой и квантовой теорией и настоятельно требовало разрешения этого противоречия. Несколько ниже мы приведем историческую иллюстрацию этой ситуации, характерной для переходного периода квантовой теории. Не было недостатка в попытках истолковать эффект Комптона «полуклассическим» путем; такой, например, была попытка Брауэра. Были попытки и отрицать реальное значение эффекта Комптона. Зоммерфельд в четвертом издании своей

книги «Строение атома и спектры», вышедшем в 1924 г., пишет: «Хотя сейчас (июнь 1924 г.) результаты спора о реальности эффекта Комптона еще колеблются то в ту, то в другую сторону, однако у нас составилось определенное впечатление (особенно на основании новейших, еще не опубликованных сообщений Комптона), что изменение длины волны ... соответствует действительности. По-видимому, невозможно дать теорию эффекта иначе как на основе крайнего воззрения о световых квантах». В 1924 г. Комптон опубликовал те исследования, о которых пишет Зоммерфельд. Эти исследования были проведены им совместно с Ву на легких элементах (Li, B, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, NaCl). Все они подтвердили предсказания теории. Из этой теории, как мы видели, вытекало существование «электронов отдачи», вылетающих по определенному направлению, связанных с направлением рассеянного луча и обладающих энергией, зависящей от этого направления. Этот вывод был подтвержден экспериментально.

Вильсон и другим методом Боте показали, что на снимках, полученных при прохождении через камеру Вильсона пучка рентгеновских лучей, кроме длинных путей фотоэлектронов имеются короткие извилистые пути электронов отдачи. Комптон и Симон (1925) воспроизвели в камере Вильсона весь процесс рассеяния. Измерив угол, под которым начал двигаться электрон отдачи по отношению к первичному пучку, они определили направление рассеянного кванта, присутствие которого можно было обнаружить появлением в некоторой точке на этом направлении начала «длинного» пути фотоэлектрона, вызванного рассеянным квантом. Снимок Комптона и Симона чрезвычайно наглядно представляет весь процесс и не оставляет никакого сомнения в справедливости теории эффекта.

Прекрасной иллюстрацией ситуации, связанной с комптоновским

открытием и обострением противоречий во взглядах на природу света является обсуждение этой ситуации на Четвертом съезде Российской ассоциации физиков, состоявшемся в Ленинграде в сентябре 1924 г. На открытии съезда 15 сентября О. Д. Хвольсон выступил с речью «Одна особенность современной борьбы двух теорий света». Хвольсон разделил доску на две части, написав на одной стороне «волновая» (теория), а на другой — «квантовая». В каждой части он отметил также две области: заштрихованную, относящуюся к фактам, объясняемым данной теорией А (волновой), и незаштрихованную, относящуюся к фактам, по отношению к которым эта теория бессильна. Ту же операцию он проделал и для теории В (квантовой). Факты, содержащиеся в левой части, — факты волновой оптики: интерференция, дифракция, поляризация; факты, относящиеся к правой части: испускание, поглощение, фотоэффект, люминесценция, эффект Комптона. «Оказывается, — говорил Хвольсон, — что теория А с поразительным изяществом и простотой, до мельчайших подробностей объясняет все явления левой части (штриховка!) и совершенно бессильна объяснить явления правой части. С другой стороны, теория В столь же изящно и просто объясняет явления правой части, между тем как явления левой части ей недоступны; она стоит перед ними беспомощная, бессильная и никаких объяснений дать не может».

Хвольсон констатирует, что подобной ситуации «не было ни в одной из индуктивных наук». «Это нечто совершенно новое, небывалое!», — восклицает Хвольсон.

В дискуссии принял участие П. С. Эренфест. Он присоединился к оценке Хвольсона и добавил, что «эта борьба идет в сердце каждого физика». «Ни волновая, ни квантовая теория, — говорит Эренфест, — не в состоянии охватить всей области световых явлений».

Однако открытие Комптона, казалось, свидетельствовало о близкой победе квантовой теории. Дюан построил квантовую теорию дифракционной решетки, о которой доложил на съезде Эренфест. Весьма впечатляющим был доклад А. Ф. Иоффе об опыте, поставленном им совместно с Н. И. Добронравовым. В изложении Иоффе опыт описывается следующим образом: «В небольшой эбонитовой рентгеновской трубке получают редкие рентгеновские импульсы. Антикато́дом трубки служит тонкий алюминиевый листок, катодом — цинковая проволока, с острия которой, освещаемого дугой, изредка срываются электроны. Над антикатодом подвешена в конденсаторе, одной из пластин которого является антикатод, заряженная висмутовая пылинка. Изменение заряда пылин-

Явление Комптона по снимку Комптона и Симона.



ки, вызываемое вырыванием из нее электрона рентгеновским импульсом, нарушает равновесие, и пылин-ка, которая наблюдается в микроскоп, уходит из поля зрения. Пылин-ка видна с поверхности антикатада под углом 10° . Если свет распространяется волнообразно, то по крайней мере 10^6 импульсов должно пройти для того, чтобы электрон мог накопить целый квант энергии. При достаточно редких импульсах такое накопление никогда не сможет иметь места. Корпускулярная же теория дает определенную вероятность вырывания электрона отдельным импульсом. На опыте наблюдалось срывание электрона приблизительно один раз за 30 минут. Этот опыт показал, что энергия рентгеновских лучей распространяется отдельными направленными импульсами, корпускулами».

Таким образом, опыт Иоффе—Добронравова подтвердил эйнштейновскую концепцию «игольчатого излучения», положенную Дебаем в основу теории Комптона.

Самому эффекту Комптона на съезде был посвящен доклад Д. В. Скобелыцына «Об исследовании эффекта «отдачи» рассеянных γ -лучей». Для регистрации электронов отдачи, получающихся при комптоновском столкновении γ -квантов с электронами, Скобелыцын применил камеру Вильсона. «Полученные мною фотографии, — сообщал Скобелыцын, — показали в согласии с теорией Комптона, появление очень коротких путей электронов, вырванных в газе жесткими γ -лучами». Вместе с тем Скобелыцын доказал, что полуклассическая теория Брауэра не соответствует опыту. По теории Брауэра, направление скорости электрона должно было совпадать с направлением первичного пучка лучей, опыт же показал, что направление скорости электрона вообще не совпадает с направлением падающего пучка.

Подводя итоги, можно сказать, что к концу 1924 г. был накоплен

обширный экспериментальный материал, подтверждающий квантовую теорию.

МОДЕЛИ АТОМОВ

Вернемся теперь к теории Бора. Начиная с письма в «Nature», присланного Бором 24 марта 1921 г., он усиленно занимается строением электронной оболочки атомов и теорией периодической системы. Но прежде чем перейти к работам Бора, остановимся коротко на моделях атома, предложенных различными авторами в 1918—1922 гг. Следует отметить, что в эти годы развернулась критика представлений Бора о распределении электронов в атомах по кольцам.

Так, А. Смекаль в статье «Замечания к пространственной атомной модели», поступившей в журнал «Zeitschrift für Physik» 9 марта 1920 г., писал: «Допущение, что электроны окружают «кольцами» положительные ядра, встречается в первых работах по атомной модели Резерфорда—Бора. Несмотря на то что исследования устойчивости Никольсона, Бора и Фёппля не привели к благоприятному результату относительно возможности законченного проведения этого представления, эти сомнения в последующем полностью игнорировались». Смекаль считает, что последующие исследования (работы, о которых он упоминает, были выполнены в 1912—1914 гг.) еще более усилили возражения против теории колец. По его мнению, например, исследования Борна и Ланде сжимаемости кубических кристаллов ясно доказали неосуществимость таких колец в природе. Взамен расположения электронов по кольцам должно быть их пространственное распределение вокруг ядра по некоторым слоям.

В 1916 г. независимо друг от друга В. Коссель и Д. Льюис обратили внимание на «насыщенный» характер конфигурации электронов инертных газов. В этой конфигурации существенную роль иг-

рает число 8 — «священное число», как назвал его Зоммерфельд, и этот факт подсказал Льюису статистическую кубическую модель атома.

В 1919 г. Ирвинг Лэнгмюр, используя идеи Льюиса, разработал статистическую теорию пространственного расположения электронов вокруг ядра. Основные положения теории:

1) Электроны в атомах инертных газов располагаются в парных плоскостях, симметрично относительно ядра. Ось симметрии атома перпендикулярна этим плоскостям.

2) Электроны находятся внутри последовательности концентрических слоев, радиусы которых относятся как 1:2:3:4...

3) Каждый сферический слой подразделяется на ячейки равновеликого объема. Первый слой (сфера) содержит две ячейки, второй 8, третий 18 и т. д.

4) Внутренние две ячейки могут содержать только по одному электрону каждая, остальные либо по 2, либо по 1 электрону.

5) Электрические и некие специфические атомные силы взаимодействия электронов взаимно уравновешиваются.

6) Если число электронов в слое превышает предельное устойчивое число, то равновесие сил нарушается и электростатические силы отталкивания выбрасывают избыточный электрон в следующий слой.

7) Химические свойства атома обусловлены числом электронов во внешнем слое.

8) Наиболее устойчивыми и симметричными являются конфигурации электронов в благородных газах.

9) Из них наиболее устойчив атом гелия.

10) Весьма устойчивой является система из ядра и 8 электронов, окружающих ядро («октет»). Расположение электронов в октете может быть двух родов: или по вершинам

куба, или по два в вершинах правильного тетраэдра.

11) В атомах всех элементов, кроме благородных газов, внешние электроны не образуют полного октета и могут вступать в химические соединения между собой, причем электроны из одного атома переходят в другой для образования полного октета.

12) Ни один из электронов не может участвовать более чем в двух октетах.

Здесь весьма интересна идея о ячейках, содержащих электроны в количестве, не *превышающем двух*. Эту идею следует рассматривать как предшественницу принципа Паули.

Модель Лэнгмюра статическая, хотя он говорит об электростатических и каких-то электродинамических силах, действующих между электронами и электронами и ядром.

Борн и Ланде в 1918 г. также пришли к кубической модели. В ряде работ 1919—1920 гг. Ланде пытался развить динамическую модель кубического атома: он искал орбиты, оббегающие восемь углов куба, по которым могли бы двигаться восемь электронов, взаимно отталкиваясь и сохраняя кубическую симметрию.

Говоря о пространственных моделях атомов в своем докладе 8 октября 1921 г., Бор писал: «Последовательное применение теории квантов к ядерному атому не давало, однако, возможности до сих пор удовлетворительно ответить на вопрос о глубоких причинах большей устойчивости некоторых электронных расположений в сравнении с другими. С некоторого времени стало ясным, что решение этой задачи нужно искать в возможности *пространственного распределения электронных орбит в атоме*; недостаточно ограничиваться рассмотрением только таких конфигураций, где все электроны определенной группы атома движутся в одной плоскости, как это принималось для простоты в первых работах о строении ато-

мов. Необходимость в пространственном расположении электронов отмечена с различных сторон. Бор и Ланде в связи с исследованиями о строении кристаллов привели аргументы в пользу пространственной конфигурации; Ланде разработал этот вопрос дальше и предложил различные, так называемые «пространственные модели», в которых электроны в группах атома в каждый данный момент занимают один относительно другого положение с симметрией, подобной симметрии правильного многогранника. Эти модели являются в некотором отношении существенным шагом вперед, хотя и не дают ничего решающего для понимания устойчивости атомной структуры.

Таким образом, аргументы, развитые в пользу пространственной модели, по-видимому, сыграли свою роль. Теперь Бор уже безоговорочно считает, что решение проблемы устойчивости некоторых электронных групп может быть достигнуто только путем анализа пространственных конфигураций электронов. Кубическую модель Льюиса для восьми электронов Бор отвергает, поскольку статические конфигурации «невозможны, если внутриатомные силы чисто электрического происхождения».

«Поэтому Лэнгмюр ... полагает, что природа сил, обуславливающих строение и устойчивость атомов, неизвестна. Он представляет себе в атоме некоторую «клеточную структуру», причем каждому электрону в атоме заранее предназначено место в этой структуре; клетки облегают одна другую слоями таким образом, что число слоев, если считать от ядра наружу, равно числу элементов в периоде в направлении возрастающего атомного номера».

Отмечая, что теория Лэнгмюра была встречена с большим интересом в кругах химиков, Бор все же полагает, что ее постулаты построены специально для этой модели и поэтому чужды «стремлению истолковать специфические свойства раз-

личных элементов на основании общих законов, определяющих взаимодействие частиц любого атома».

Как видим, идея специфических атомных сил и принцип Паули еще не созрели, и даже такой мыслитель, как Бор, отнесся к ним скептически. Он в своем изложении даже не упоминает о принципе размещения электронов по ячейкам, сформулированном Лэнгмюром. Рассмотренные выше модели были подсказаны химическими свойствами и периодической системой. Мы рассмотрим теперь модель другого рода, которая опиралась на опыты Франка—Герца. Речь идет о модели Э. Уайтеккера, изложенной им в докладе Королевскому обществу 8 мая 1922 г.

Уайтеккер отправляется от факта, что в столкновениях электронов с атомами наблюдаются в зависимости от энергии электрона случаи упругого или неупругого рассеяния. Он моделирует этот факт представлением о «магнитном токе», циркулирующем в атоме. Грубо такую модель можно представить «магнитным колесом», составленным из полюсовых магнитов, одни полюса которых расположены по периферии атома, а другие в центре, наподобие спиц колеса. Электрон, приближаясь по оси колеса к атому, приводит периферийные полюса во вращение, что и реализует магнитный ток. При этом, если скорость электрона будет меньше некоторой предельной, электрон оттолкнется электрическим полем магнитного тока и угловая скорость колеса, приобретаемая при подходе электрона, теряется во время его возвращения назад. Электрон будет сталкиваться с атомом упруго, если его скорость

$$v < \frac{2Me}{\sqrt{Am}},$$

где M — сумма магнитных масс, расположенных на периферии колеса, A — момент инерции колеса (атома), m и e — масса и заряд электрона. Для предельной скорости

$v = \frac{2Me}{\sqrt{Am}}$, угловая скорость вращения колеса определяется соотношением

$$A\omega = 2Me,$$

а энергия вращения

$$U = \frac{1}{2} A\omega^2 = \frac{2e^2 M^2}{A}.$$

Таким образом, если энергия электрона меньше U , его столкновение с атомом будет упругим; если же больше U , то столкновение будет неупругим, причем атом при пролете через него электрона отбирает энергию U .

Магнитный ток эквивалентен «электрическому листку» — конденсатору. Этот конденсатор излучает энергию частоты ν , причем

$$h\nu = \frac{e^2}{2C} = U.$$

Уайтеккер подчеркивает, что его модель является только моделью, которой можно представлять квантовый механизм поглощения энергии атомом. Его модель обсуждали Бейкер, Г. А. Лоренц, Дж. Эддридж. Лоренц в своей статье, опубликованной в «Докладах Амстердамской академии» в том же, 1922 г., когда Уайтеккер делал свой доклад, получает его результаты, предполагая непрерывное распределение магнитных масс по периферии атома. О модели Уайтеккера он пишет: «Я не должен позабыть сказать, что Уайтеккер не хотел приписывать чересчур большое значение специальному виду своей модели. Он замечал, что после того, как получена удовлетворительная система уравнений, мы можем отбросить модель, посредством которой мы пришли к ней. Что особенно мне кажется интересным в идее Уайтеккера, это то, что она показывает возможность четкого критерия, посредством которого можно заключить, будет ли столкновение эффективным или нет. Такой критерий, конечно, должен быть». Бейкер в том же году рассмотрел более общий случай

движения электрона: скорость его может быть направлена не только по оси атома, но и любым образом, лишь бы он проходил через магнитную систему атома. Он получил то же выражение для предельной энергии электрона, что и Уайтеккер.

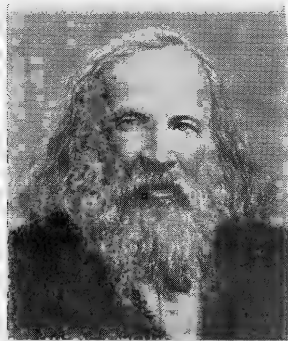
В 1925 г. модель Уайтеккера обсуждал Эддридж. Он обратил внимание на то, что полюса в центре должны получать момент, противоположный моменту, получаемому периферийными полюсами и, следовательно, полный угловой момент, получаемый системой, должен равняться нулю. Эддридж указал, что модель Уайтеккера должна работать только при униполярном магнетизме, а концепция униполярного магнетизма противопоказана физике. Аллен возразил, что всегда можно подобрать движение электрона так, чтобы он подвергался действию полюсов только одного знака, подобно опыту Фарадея с магнитным вращением.

Спор решила квантовая механика, изгнавшая из физики наглядные модели атома.

МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ. ТЕОРИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Описанные модели, кроме модели Уайтеккера, опирались на периодический закон Д. И. Менделеева. Теория многоэлектронных атомов и периодической системы стала предметом усиленного внимания Бора. С наибольшей полнотой свои результаты в этом направлении Бор изложил в копенгагенском докладе 8 октября 1921 г. и в Нобелевской лекции о строении атома, прочитанной в Стокгольме 11 декабря 1922 г.

В 1918—1919 гг. проблемой многоэлектронных атомов, а именно атомов щелочных металлов, занимался Д. С. Рождественский. Бор знает работу Рождественского и обсуждает некоторые ее выводы. Он, как мы только что видели, обсуждает также атомные модели Льюиса и Лэнгмюра и соглашается с необходимостью перехода к про-



Д. И. Менделеев.

странственной структуре. На этот переход от плоских орбит к орбитам, заполняющим некоторый объем вокруг атома, сразу обратили внимание современники. Далее Бор обращает внимание на работы Косселя, связавшего распределение электронов по группам, определяемым рентгеновскими спектрами с физико-химическими свойствами атомов. Коссель связал периодичность в физико-химических свойствах атомов, отражаемую законом Менделеева с периодическим появлением особо устойчивых электронных группировок, характеризующих инертные газы, которые, как известно, замыкают каждый период. Электроотрицательный характер элементов, предшествующих в таблице инертному газу (например, хлора, предшествующего аргону), объясняется тем, что у него не хватает одного электрона для получения устойчивой группировки из 18 электронов, так же как электроположительный характер следующего за аргонem калия, который имеет лишний электрон по сравнению с устойчивой 18-электронной группировкой. Эти идеи Косселя развил далее Ладенбург (1920) для дальнейших перио-

дов периодической системы. Работы Косселя и Ладенбурга продолжает и развивает Бор в своей теории периодической системы.

Разделение электронов на группы подсказывается всем характером периодической системы. «С этой точки зрения, — говорит Бор, — разделение элементов на группы в периодической системе следует приписать постепенному образованию электронных групп в атоме по мере увеличения атомного номера». Отсюда возникает вопрос: каким образом образуется атом при последовательном захвате и связывании отдельных электронов в силовом поле ядра? Ответ на этот вопрос и дает теория периодической системы, по Бору. Заметим, что и Бор, и его предшественник Коссель указывают на Д. Д. Томсона как на пионера объяснения периодической закономерности с помощью электронных групп. «Со времени знаменитой попытки Дж. Дж. Томсона, — говорит Бор, — истолковать периодическую систему на основании исследования устойчивости различных электронных конфигураций идея о разделении электронов в атоме на группы сделалась исходным пунктом и более новых воззрений». Указав, что основная идея Томсоновского атома о распределении положительного заряда оказалась несостоятельной, Бор продолжает: «Тем не менее эта работа содержит много оригинальных мыслей и оказала большое влияние на дальнейшее развитие атомной теории».

Установив отправной пункт и сформулировав основной вопрос теории периодической системы, Бор переходит к анализу того, что дает квантовая теория в отношении общего характера процесса связывания электронов. Указав на существование для многоэлектронных атомов двух родов спектра, дугового и искрового, Бор показывает, что «дуговые спектры связаны с последней стадией образования нейтрального атома, т. е. с захватом N -го электрона. Искровой спектр излу-

чается в *предпоследнюю стадию захвата* ($N-1$ -го электрона». При этом связываемый электрон в начале процесса связывания находится на значительных расстояниях от ядра, которые велики по сравнению с орбитами ранее захваченных электронов. Таким образом, он движется в поле ядра и ($N-1$) или ($N-2$) электронов, которое совпадает с полем ядра водорода или гелия. Именно эту мысль высказал в свое время Рождественский, обнаружив водородоподобный характер отдаленных орбит валентного электрона щелочных металлов. Однако релятивистская поправка, введенная Зоммерфельдом, приводит к тому, что для многоэлектронных атомов прецессия орбиты и ее отклонение от эллипса будут больше, чем для водорода. Стационарные орбиты должны характеризоваться двумя квантовыми числами n и k .

Далее эффект Зеемана и пространственное квантование приводят к необходимости введения третьего квантового числа, определяющего ориентировку орбиты относительно конфигурации ранее связанных электронов. Бор указывает, что Зоммерфельду введением «внутреннего квантового числа» (1920) удалось формально истолковать экспериментальные результаты сложной структуры спектральных линий щелочных металлов, предполагая, что это внутреннее квантовое число j имеет разные значения для обоих термов дублета. Бор говорит в связи с этим, что смысл третьего квантового числа пока точно не определен. Он упоминает далее о том, что с помощью третьего квантового числа Ланде в 1919 г. расширил модель щелочного атома, предположив, что оптический электрон совершает движение с тремя частота-

Периодическая система по Бору.

1 H	3 Li	11 Na	19 K	37 Rb	55 Cs	87 Fr
2 He	4 Be	12 Mg	20 Ca	38 Sr	56 Ba	88 Ra
	5 B	13 Al	21 Sc	39 Y	57 La	89 Ac
	6 C	14 Si	22 Ti	40 Zr	58 Ce	90 Th
	7 N	15 P	23 V	41 Nb	59 Pr	91 Pa
	8 O	16 S	24 Cr	42 Mo	60 Nd	92 U
	9 F	17 Cl	25 Mn	43 Tc	61 Pm	93 Np
	10 Ne	18 Ar	26 Fe	44 Ru	62 Sm	94 Pu
			27 Co	45 Rh	63 Eu	95 Am
			28 Ni	46 Pd	64 Gd	96 Cm
			29 Cu	47 Ag	65 Tb	97 Bk
			30 Zn	48 Cd	66 Dy	98 Cf
			31 Ga	49 In	67 Ho	99 E
			32 Ge	50 Sn	68 Er	100 Fm
			33 As	51 Sb	69 Tm	101 Lu
			34 Se	52 Te	70 Yb	102 Yb
			35 Br	53 I	71 Lu	103 -
			36 Kr	54 Xe	72 Hf	104 -
					73 Ta	
					74 W	
					75 Re	
					76 Os	
					77 Ir	
					78 Pt	
					79 Au	
					80 Hg	
					81 Tl	
					82 Pb	
					83 Bi	
					84 Po	
					85 At	
					86 Rn	118 -

ми (векторная модель), и на этой основе в 1921 г. построил формальную теорию аномального эффекта Зеемана. Описание Ланде основано на следующих принципах:

1. Каждый терм характеризуется тремя квантовыми числами n , k , j и расщепляется в слабом магнитном поле на $2j + 1$ термов с магнитными квантовыми числами $m = j, j - 1, \dots, +1, 0, -1, \dots, -j$.

2. Отклонения расщепленных термов от нормального в единицах нормального расщепления представляются формулой $g \cdot m$, где

$$g = \frac{j + \frac{1}{2}}{k - 1 + \frac{1}{2}}.$$

3. Энергия щелочного атома в магнитном поле

$$W = W_0(n, k, j) + h \cdot \omega \cdot mg,$$

где $\omega = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{eH}{2\mu c}$ — угловая скорость прецессии Лармора, μ — масса электрона.

Бор в дополнении при публикации к своему докладу от 8 октября 1921 г. останавливается и на теории аномального эффекта Зеемана, предложенной Гейзенбергом в 1922 г. (эту работу Бор называет «только что появившейся»). В. Гейзенберг вывел расстояние между компонентами дублета, введя представление о чисто магнитном взаимодействии между орбитой оптического электрона с импульсом $k \frac{h}{2\pi}$ и движением остальных электронов, которым приписывается импульс $s \frac{h}{2\pi}$. Гейзенберг получил для лития дублет правильного порядка величины. Напомним, что идея происхождения дублетов от магнитного взаимодействия была впервые высказана в 1919 г. Рождественским. Бор, признавая, что Гейзенбергом добыты «многообещающие результаты», считает, однако, что «способ использования им (Гейзенбергом)

теории квантов в некоторых случаях едва ли совместим с общими предпосылками, лежащими в основе применений теории квантов».

Но общий вывод об описании движения электрона тремя квантовыми числами n , k , j , как это было предложено Зоммерфельдом и Ланде, Бор принимает.

Рассматривая процесс связывания электронов, Бор начинает с простейшего атома водорода. Здесь получается одновалентная круговая орбита, определяемая числами $n=1, k=1$. Для гелия дело обстоит сложнее. Два рода дугового спектра истолковывались как наличие в гелии смеси двух газов — ортогелия и парагелия. «В настоящее время мы знаем, однако, — замечает Бор, — что эти два спектра означают только то, что связывание второго электрона может происходить двумя различными способами». В связи с этим Бор ссылается на работу Ланде, рассматривающую два типа орбит гелия: плоские орбиты с двумя электронами и одноэлектронные орбиты, плоскости которых образуют угол между собой. Он упоминает также о неопубликованной еще совместной работе с Крамерсом, указывая, что, хотя выводы этой работы во многих пунктах существенно отличаются от работы Ланде, они все же не согласуются с общими заключениями о происхождении орто- и парагелия. «Нужно думать, что в нормальном состоянии атома гелия оба электрона движутся в эквивалентных 1_1 орбитах ($n=1, k=1$). В первом приближении эти орбиты могут рассматриваться как круги, плоскости которых образуют угол в 120° », — говорит Бор. Он сообщает в этом месте о расчетах, предпринятых Крамерсом для атома гелия с пространственной конфигурацией орбит. «С тем приближением, с которым эти расчеты выполнены до настоящего времени, они заставляют надеяться на согласие с опытными результатами. Окончательный результат представит значительный инте-

рес, так как даст возможность проверить на простейшем мыслимом примере те исходные пункты, с помощью которых делается попытка установить стационарные состояния атомов с числом электронов, большим одного.

К этому месту переводчик книги Бора на русский язык С. И. Вавилов дает дополнение о результатах расчетов Крамерса, опубликованных в 1923 г. Увы, результаты оказались неутешительными для теории Бора. Величина теоретического значения ионизационного потенциала гелия оказалась на 3,9 *в* ниже опытного значения 24,6 *в*. Модель, предложенная Бором, оказалась динамически неустойчивой. Вавилов, указывая, что система гелия входит составной неизменной частью в строение всех атомов периодической системы (кроме водорода), пишет в связи с результатами Крамерса, что «остаётся мало надежды теоретически объяснить устойчивость атомов и их ионизационные потенциалы, пользуясь законами механики и электростатики, хотя бы в том ограниченном размере, в котором эти законы успешно применяются в водородной системе». «Во всяком случае, — продолжает Вавилов, — неудача с моделью гелия лишает теорию Бора мощного орудия исследования — методов классической механики, и вся теория обращается почти в интуитивное угадывание истинных отношений».

Вся боровская теория периодической системы свелась к такому «почти интуитивному угадыванию истинных отношений». Ведь Бор еще не знал руководящего принципа построения периодической системы — принципа Паули. Вспоминая позже эти работы, Бор писал: «В те годы всеобъемлющие методы квантовой физики еще не были созданы и интерпретация экспериментальных данных основывалась главным образом на принципе соответствия, в котором выражена попытка сохранения классического описания до

предельной степени, совместимой с индивидуальностью атомных процессов. Такая эмпирическая процедура позволила более или менее последовательно использовать спектральные данные для того, чтобы получить картину связывания электронов в атомах и, в частности, найти первый подход к интерпретации взаимоотношений между физическими и химическими свойствами элементов».

Подход Бора к интерпретации периодической системы определился, во-первых, данными об атомном номере и, следовательно, данными о числе электронов, подлежащих распределению по группам, во-вторых, структурой самой системы, где каждый период начинается щелочным металлом и заканчивается инертным газом, и, в-третьих, данными спектрального анализа, определяющими поведение оптического электрона и тем самым дающими, как думал Бор, сведения о том, как происходит процесс связывания электрона на последней ступени.

В результате Бор получил таблицу распределения электронов по орбитам, каждая из которых характеризуется двумя числами n и k и обозначается символом n_k . В первом периоде — водород и гелий, электроны которых распределены по орбите 1_1 (один электрон у H и два у He). В следующем периоде электроны лития распределены по орбитам 1_1 и 2_1 . Период заканчивается неонem, 10 электронов которого распределены так: два внутренних — на орбите 1_1 , 4 — на орбите 2_1 , 4 — на орбите 2_2 . Эту конфигурацию из четырех орбит в каждом двухквантовом состоянии Бор считает замкнутой и устойчивой. Когда закончено связывание шести электронов, из которых два располагаются на орбите 1_1 , а четыре на орбите 2_1 , то присоединение седьмого электрона к орбите 2_1 нарушит симметрию. «Появление пяти подобных орбит, безусловно, нарушило бы симметрию взаимодействия электро-

нов, — пишет Бор. — Нельзя себе представить, чтобы такой процесс присоединения пятого электрона был аналогичен согласно принципу соответствия с процессом, связанным с излучением спектра. Приходится предположить, что четыре электрона с их необычайной симметричной конфигурацией орбит удерживают новые электроны вдали, так что они связываются в орбитах другого типа».

По поводу конфигурации неона Бор пишет: «... в атоме неона, где необходимо предположить существование четырех 2_2 орбит, плоскости этих орбит обладают не только высокой степенью пространственной симметрии одна в отношении к другой, но образуют гармоническую конфигурацию и в отношении к четверем эллиптическим 2_1 — орбитами».

Идя последовательно от элемента к элементу, Бор показывает на основании спектроскопических соображений, как в ряде случаев происходит заполнение более высоких орбит, хотя внутренние еще не завершены постройкой. Впервые такое положение встречается у калия, где оптический электрон будет находиться на орбите 4_1 , а не 3_3 . Бор указывает, что сила связывания электрона на этой орбите (более чем в два раза больше, чем на круговых орбитах 3_3). Эти круговые орбиты заполняются только начиная со скандия. Особенно интересна группа редких земель, где заполнение внутренней оболочки 4_4 начинается у цезия, у которого есть четыре электрона в оболочке 5_2 , четыре электрона в оболочке 5_1 и один электрон в оболочке 5_4 . В связи с этим Бор говорил в своем нобелевском докладе:

«В шестом периоде мы встречаем новые соотношения. В этом периоде мы встречаемся не только с дальнейшей ступенью развития электронных групп с 5- и 6-квантовыми орбитами, но также и с окончательным завершением развития 4-квантовой электронной группы, ко-

торая вступает в нормальное состояние атома первым появлением орбит типа 4_4 . Это развитие характерным образом выражается в появлении своеобразного семейства элементов, встречаемого нами в 6-м периоде и обозначаемого как редкие земли. Эти элементы, как известно, показывают гораздо большую родственность между собой, чем элементы семейства железных металлов, что происходит оттого, что мы имеем здесь дело с развитием электронной группы, глубже лежащей в атоме. Интересно отметить, что теория может также непринужденным образом дать отчет в том, что элементы, столь сходные друг с другом во многих отношениях, показывают, однако, сильные различия в своих магнитных свойствах. Мысль, что появление редких земель происходит от развития внутренней группы электронов, была предложена с различных сторон. Так, она была высказана Вегардом, и одновременно с работой докладчика эта мысль подробнее проведена Бери в связи со статической моделью атома Лэнгмюра и соображениями относительно систематической связи между химическими свойствами и группировками в атоме. В то время как до сих пор не могло быть дано никакого теоретического обоснования для такого развития внутренней электронной группы, мы видим, как более детальное развитие теории квантов дает для этого столь непринужденное объяснение, что не будет преувеличением сказать, что если бы существование редких земель не было уже установлено прямыми химическими исследованиями, появление семейства элементов этого характера внутри 6-го периода периодической системы могло быть предсказано теоретически».

Этот теоретический анализ показывал, что группа редких земель должна заканчиваться элементом № 71 — лютецием. В то время элемент № 72 еще не был известен, однако Бор с уверенностью говорил 8 октября 1921 г.: «Теория... позво-

ляет заключить... что электронная группа с четырехквантовыми орбитами полностью сформирована уже у лютеция (атомный номер 71). Этот элемент должен быть поэтому последним в ряде веществ с аналогичными свойствами в первой половине шестого периода; на месте 72 следует ожидать элемента гомологического по своим физическим и химическим свойствам циркону и тору».

В Нобелевской лекции Бор уже смог сообщить об открытии 72-го элемента, который был получен Костером и Хевеши в Копенгагене из минерала, содержащего цирконий. Этот элемент был ими назван гафнием по древнему названию Копенгагена (так же как лютеций происходит от древнего названия Парижа — Лютеция). Этот успех теории Бора вместе с тем демонстрирует силу периодического закона Менделеева. Периодическая система оказалась тем пробным камнем, на котором испытывалась молодая квантовая теория. Однако Бору еще не удалось найти настоящего ключа к периодическому закону. Его теория распределения электронных групп была весьма уязвимой. «Я живо вспоминаю дискуссии с Паули, — писал Бор в 1960 г., — в которых он выражал неудовлетворенность слабостью аргументации, на которой основывалась попытка объяснить особую стабильность замкнутых электронных оболочек, имеющую столь фундаментальное значение для объяснения периодичности в свойствах элементов, расположенных в соответствии с зарядом их ядер». Вольфганг Паули, тогда еще молодой физик, вскоре отыскал ключ к периодической системе, о чем расскажем дальше.

ОБЗОР УСПЕХОВ ТЕОРИИ БОРА В 1918—1923 ГОДАХ

В 1929 г. Гейзенберг выступил со статьей о развитии квантовой теории в 1918—1928 гг. Период

1918—1923 гг. он называл периодом успехов старой квантовой теории Бора. Среди этих успехов он отмечает теорию тонкой структуры спектральных линий Зоммерфельда, введение Шредингером идеи «проникающих» орбит, формальное истолкование Зоммерфельдом спектров щелочных металлов и дублетных и триплетных структур путем введения внутреннего квантового числа.

«Наиболее убедительным доказательством правильности пути, пройденного теорией, — пишет далее Гейзенберг, — было открытое Бором истолкование периодической системы с помощью квантовой гипотезы. Характерным для боровских исследований было то, что Бор применял идеи классической механики только качественно, только постольку, поскольку их применимость в квантовой физике могла быть подтверждена принципом соответствия. Только такая свобода по отношению к классическим идеям — или лучше: по отношению к тем следствиям классических идей, которые противоречат принципам квантовой теории, — сделала возможной качественную связь химических и спектральных свойств атома». Вместе с тем Гейзенберг отмечает и успехи, достигнутые в количественном объяснении спектров теорией Бора. При этом область применимости классической механики в квантовой теории ограничивалась адиабатической гипотезой Эрэнфеста. В юбилейном номере «Naturwissenschaften», посвященном 10-летию теории Бора, П. С. Эрэнфест выступил со статьей «Адиабатические преобразования в теории квантов и их трактовка Бором». Поставив целью этой статьи «показать в более генетическом изложении», как постепенно в квантовой статистике вводилась адиабатическая гипотеза, как выдвигалось понятие «адиабатических инвариантов» и как пришли к «теореме адиабатических инвариантов априорных весов», Эрэнфест в за-

ключение указывал на те места в сочинениях Бора, в которых особенно отчетливо выступает адиабатическая гипотеза и которым мы обязаны выяснением и углублением этой гипотезы и открытием совершенно новых перспектив. Сочинения Бора, на которые ссылается Эренфест, это: «О квантовой теории линейчатых спектров», сборник статей Бора 1918—1922 гг., изданный Копенгагенской академией в 1922 г., немецкий перевод которого вышел в 1923 г., статья «Основные постулаты квантовой теории», опубликованная в «Zeitschrift für Physik» за 1923 г., сборник статей по теории атома 1921 г. и особенно статья 1916 г. о применении теории квантов к периодической системе, а также предисловие к этому сборнику. Бор подчеркивает, что принцип соответствия и адиабатическая гипотеза не означают «примирения» квантовой теории с классической, и показывал, что они, несмотря на их «квазиклассическую» формулировку, должны рассматриваться как «чистые» квантотеоретические принципы». Он выяснил связь между адиабатическим принципом и принципом соответствия. Еще в статье 1913 г. Бор использовал медленный адиабатический процесс сближения двух нейтральных атомов водорода для образования молекулы водорода. В статье 1916 г. о применении квантовой теории к периодической системе, которая была опубликована только в сборнике 1921 г. Бор использовал установленный Эренфестом адиабатический инвариант для рассмотрения ряда весьма интересных вопросов. Он рассмотрел случаи вырождения атомов с помощью теории адиабатических преобразований и Эренфест называет исследования Бора о многократно периодических системах наиболее глубокими и красивейшими из всего, что до сих пор известно вообще об основах квантовой теории.

Среди успехов квантовой теории, относящихся к периоду 1918—

1923 гг., Гейзенберг называет исследования Пашена и Бака по эффекту Зеемана в сложных атомах и формальное описание экспериментальных результатов в области аномального эффекта Зеемана с помощью формулы Ланде. Мы уже упоминали об этих результатах и теперь остановимся на них несколько подробнее.

Описание спектров в сложных атомах, в первую очередь в атомах щелочных металлов, с помощью модели Бора было начато как самим Бором, так и Д. С. Рождественским. Оба автора независимо друг от друга пришли к идее оптического (излучающего) электрона выделяемого из всей группы электронов атома. Д. С. Рождественский впервые указал на водородоподобный характер отдаленных орбит. Разделение термов на водородоподобные и неводородоподобные обусловлено характером орбиты. Чем дальше проходит орбита от ядра и остальных электронов, тем более водородоподобными являются термы, соответствующие этим орбитам. Рождественский, по существу, впервые указал на различие проникающих и непроникающих орбит, которое было проведено позднее Шредингером в 1921 г. Следует отметить, что в этот период спектроскописты произвели большую и сложную работу по интерпретации спектров и расшифровке спектральных термов. Как мы уже знаем, Ридберг свел для бальмеровских термов поправку так, что терм принимает вид

$$\frac{R}{(m + \mu)^2},$$
 Ритц ввел вторую поправку, и терм с поправкой Ритца имеет вид

$$\frac{R}{[m + a + a(m, a)]^2}.$$

Поправка a у различных авторов обозначалась по-разному, Хвольсон в своем дополнительном томе курса физики дает табличку обозначений современных ему авторов

Авторы	2-я побочн. серия	Главн. серия	1-я побочн. серия	Серия Бергмана	3-я побочн. серия	4-я побочн. серия
Д. С. Рождественский	s	p	d	Δ	Λ'	Δ''
Пашен	s	p	d	f	f'	—
Зоммерфельд	s	p	d	f	g	—
Фаулер	σ	π	δ	φ	—	—

Частоты спектральных линий в соответствующих сериях изображались в соответствии с обозначениями, предложенными Пашеном

Главная серия	$(1s) - (mp)$	$m = 2, 3, 4 \dots$
1-я побочная серия (диффузная)	$(2p) - (md)$	$m = 3, 4, 5 \dots$
2-я побочная серия (резкая)	$(2p) - (ms)$	$m = 2, 3, 4 \dots$
Серия Бергмана	$(3d) - (mf)$	$m = 4, 5, 6 \dots$
3-я побочная серия	$(4f) - (mg)$	$m = 5, 6, 7 \dots$
4-я побочная серия	$(5g) - (mf)$	$m = 6, 7, 8 \dots$

Для третьего издания своей книги Зоммерфельд вместо f, g, h использовал обозначения b, x, y .

Происхождение поправок Ридберга—Ритца Зоммерфельд объяснял наличием возмущений, оказываемых на оптический электрон остальными электронами оболочки. В первом приближении, когда потенциал чисто кулоновский $U = -\frac{Ze^2}{r}$, получаются водородоподобные термы вида $\frac{R}{m^2}$. Во втором приближении, когда $U = -\frac{Ze^2}{r} \left(1 - \frac{c_1}{r^2}\right)$, получается поправка Ридберга и термы вида $\frac{R}{(m + \mu)^2}$ и в третьем приближении $U = -\frac{Ze^2}{r} \left(1 - \frac{c_1}{r^2} - \frac{c_2}{r^3}\right)$ получается поправка Ритца и термы вида $\frac{R}{[m + a + \alpha(m, a)]^2}$.

Шредингер объяснил поправки наличием проникающих орбит. Для оценки термов он заменил действие электронного остова сферической оболочкой, равномерно заряженной отрицательно. Во внешнем поле эта оболочка действует как заряд Z^α , равный 1 для нейтрального атома, 2 для ионизированного атома и т. д. Внутри также получается кулоновское поле, но соответствующее более высокому заряду $Z^{(i)}$. Вычисленная в этих предположениях поправка Ридберга μ оказалась отрицательной и мало зависящей от m . Она тем больше, чем больше радиус оболочки и чем больше $Z^{(i)}$. Бор (1922) установил, что для проникающих орбит при данном k поправка Ридберга незначительно отличается от разности между главным квантовым числом и орбитальным, уменьшенным на 1.

$$\delta = n^* - n \cong (n^i - k + 1).$$

Здесь n^* — эффективное квантовое число:

$$n^* = n + \delta_1(k) + \delta_2(k) \frac{1}{n^2},$$

где δ_1 — поправка Ридберга, δ_2 — поправка Ритца; n^i — значение радиального квантового числа для наибольшей проникающей орбиты, целиком лежащей в остова. М. Борн и В. Гейзенберг (1924) рассчитали поправки δ_1 и δ_2 методом теории возмущений, полагая потенциальную энергию равной

$$U = -\frac{Ze^2}{r} \left[1 + c_1 \left(\frac{a}{r} \right) + c_2 \left(\frac{a}{r} \right)^2 + c_3 \left(\frac{a}{r} \right)^3 + \dots \right],$$

где a — длина порядка атомного радиуса. При этом

$$\begin{aligned} \delta_1 &= -c_1 \frac{Z}{k} - c_2 \frac{Z^2}{k^3} - c_3 \frac{3Z^2}{2k^5} - \\ &\quad - c_4 \frac{5Z^2}{2k^7} - \dots \\ \delta_2 &= c_3 \frac{Z^3}{2k^3} + c_4 \frac{3Z^4}{2k^5} + \dots \end{aligned}$$

Одной из причин возмущения кулоновского поля Борн и Гейзенберг

считали поляризацию электронного остова, обусловленную действием поля оптического электрона.

Поле оптического электрона e/r^2 можно считать на протяжении остова постоянным, поскольку r велико. Момент, индуцируемый в остова, $p = aE = a \frac{e}{r^2}$. Сила, производимая диполем с этим моментом на электрон, равна $\frac{2pe}{r^3} = \frac{2ae^2}{r^5}$, чему соответствует потенциал $-\frac{ae^3}{2r^4}$. Если считать, что все остальные возмущения ничтожны, то поправки, обусловленные поляризацией, будут

$$\delta_1 = -\frac{3}{4} \frac{Z^2 a}{a_H^3 k^5}, \quad \delta_2 = \frac{Z^3 a}{4 a_H^3 k^3},$$

здесь a_H — радиус одноквантовой орбиты в атоме водорода. Вычисление из эмпирически найденных поправок Ридберга—Ритца поляризуемости α дает значения того же порядка, как и значения поляризуемости, определенной из измерений физической постоянной инертных газов. Таким образом, конфигурация электронного остова щелочных металлов оказывается аналогичной конфигурации инертных газов, что является подтверждением боровской теории периодической системы. Но при этом для удовлетворительного количественного совпадения следует ввести дробное значение квантового числа k . Установив этот факт, М. Борн пишет в своих «Лекциях по атомной механике»: «Нужно ожидать, что при дальнейшем развитии теории собственные квантовые величины останутся, как и до сих пор, целыми числами и что величина k , встречающаяся в нашей приближенной теории, не представляет собой такой квантовой величины, а каким-то непосредственным образом состоит сама из них». Однако последующее развитие квантовой механики не оправдало ожиданий Борна, дело оказалось сложнее, чем он думал.

Еще в 1919 г. А. Ланде установил, что оптический электрон в

атоме щелочных металлов совершает движение с тремя степенями свободы. Это возможно только в том случае, если момент количества движения оптического электрона, соответствующий его орбитальному движению, не совпадает по направлению с полным вращательным импульсом атома. Следовательно, атом имеет какой-то дополнительный вращательный импульс. Этот импульс Ланде приписал остову атома, т. е. ядру и остальным электронам. Орбита оптического электрона должна совершать медленную прецессию вокруг полного вращательного импульса атома, равного геометрической сумме орбитального импульса K и импульса остова R . При этом оба слагаемых импульса квантуются:

$K = k \frac{h}{2\pi}$, $R = r \frac{h}{2\pi}$. Следовательно, должен квантоваться и полный импульс $J = j \frac{h}{2\pi}$.

В 1920 г. Зоммерфельд в поисках описания сложных термов (дублетов и триплетов) атомов ввел новое квантовое число, названное им «внутренним квантовым числом». Это внутреннее квантовое число j определяло полный момент атома J . Оно может изменяться только в соответствии с правилом отбора $\Delta j = 0, \pm 1$, тогда как орбитальное квантовое число меняется только на 1 ($\Delta k = \pm 1$). С помощью внутреннего квантового числа j Зоммерфельд описал мультиплетный характер термов сложных атомов. Термы s ($k=1$) оказываются простыми, термы $p, d, f \dots$ щелочных металлов оказываются двойными, каждому из которых соответствует *полуцелое* число j . Значение r оказывается, таким образом, равным $1/2$. $j = k \pm 1/2$. Таблица термов щелочных металлов имеет вид:

Термы	k	j
2 S	0	$1/2$
2 P	1	$1/2 \quad 3/2$
2 D	2	$3/2 \quad 5/2$
2 F	3	$5/2 \quad 7/2$

Величину расщепления для термов с орбитальным квантовым числом k Ланде нашел в виде

$$\Delta\nu = \frac{Ra^2Z_i^2Z_o^2}{n^4l^2}, \quad l = k - 1.$$

В 1921 г. Ланде, развивая свою векторную модель атома, формально описал аномальный эффект Зеемана. Для слабых магнитных полей он получил правильное описание эффекта, введя числовой множитель, который получил название множителя Ланде:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + r(r+1) - k(k+1)}{2j(j+1)}.$$

Отсюда для дублетов щелочных металлов получаются значения:

Термы	k/l	$1/2$	$3/2$	$5/2$	$7/2$	$r = 1/2$
2 S	0	2				
2 P	1	$2/3$	$4/3$			
2 D	2		$4/5$	$6/5$		
2 F				$6/7$	$8/7$	

Энергия, соответствующая терму n, k, j , приобретает в магнитном поле значение

$$W = W_0(n, k, j) + h\omega mg,$$

где $\omega = \frac{1}{2\pi} \frac{e H}{\mu c}$ — частота прецессии Лармора, $m = j, j-1, \dots, 0, -1, \dots, -(j-1)$, $-j$ — магнитное квантовое число, определяющее компоненту полного вращательного импульса в направлении поля. Здесь начинают играть существенную роль исследования швейцарского физика Вольфганга Паули.

В. Паули не считал обоснованной конфигурацию замкнутой системы электронов, предложенную Бором. В нобелевской речи он вспоминает, что на него произвело сильное впечатление то, «что Бор тогда и в последующих дискуссиях говорил об общем правиле, по которому происходило бы заполнение *любой* оболочки и в котором, в противоположность попытке Зоммерфельда,



Н. Бор и В. Паули.

число 2 было бы столь же существенным, как и 8».

По приглашению Бора Паули приехал осенью в Копенгаген и там занялся аномальным эффектом Зеемана. В 1946 г. Паули вспоминал об этом в шутливой форме. Он говорил: «Аномальный тип расщепления был особенно интересен тем, что хотя он и подчинялся красивым и простым законам, однако понять его было очень трудно, так как самые общие предположения об электроне, исходящие как из классической, так и из квантовой теории, приводили всегда к одному и тому же триплету. При более близком знакомстве задача казалась мне еще более недоступной. Коллега, встретивший меня, когда я бесцельно бродил по прекрасным улицам Копенгагена, дружески сказал: «Вы выглядите очень несчастным». На что я пылко ответил: «Как может человек выглядеть счастливым, если он думает об аномальном эффекте Зеемана?» Для описания эффекта Зеемана, как мы знаем, Ланде пришлось ввести векторную модель атома, приписать остову атома вращательный момент $\vec{R}$, который, складываясь геометри-

чески с орбитальным моментом оптического электрона $\vec{K}$, давал полный момент атома $\vec{J}$. При этом появились для квантовых чисел дробные значения. Чтобы избежать дробных значений, Зоммерфельд и другие прибавляли к внутреннему квантовому числу j половину. Позже были введены обозначения S для квантового числа, характеризующего проекцию $\vec{R}$ на направление магнитного поля, L — для квантового числа, характеризующего проекцию вектора орбитального момента $\vec{k}$ на ось поля, и J для проекции $\vec{J}$. Число L принимало значения 0, 1, 2, 3 ..., которым соответствовали обозначения термов $S, P, D, F, \dots$. Число S принимало значения 0, $1/2, 1, 3/2, \dots$. Число J принимало значения $L + S, L + S - 1, \dots, L - S$, если $L \geq S$, и $S + L, S + L - 1, \dots, S - L$, если $L < S$. Мультиплетность спектральной линии определялась числом $2S + 1$. Для щелочных металлов $S = 1/2$ и мультиплетность равнялась 2. Для триплетов $S = 0, \pm 1, \dots$. В магнитном поле каждый терм расщепляется на $2J + 1$ компоненты, различающиеся значениями магнитного числа $M = J, J - 1, \dots, -J$. Дополнительная энергия расщепленного терма

$$\Delta W = M g \hbar \omega, \quad g = \frac{eH}{4\pi c S}.$$

Множитель Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Отношение между магнитным моментом остова и его вращательным моментом оказалось аномальным, а именно вдвое больше нормального. Соответствующая ему добавочная энергия

$$\Delta W_s = \hbar \omega_s 2S.$$

Этот «двойной магнетизм» вектора $\vec{S}$ является существенной основой аномального эффекта Зеемана и

вместе с тем, если он действительно соответствует атомному остову, находитесь в противоречии с представлением о магнитном действии движущихся зарядов. Противоречие состоит также и в том, что атомный остов щелочных металлов соответствует конфигурации благородных газов, которая обладает замкнутым характером и не должна обладать вращательным суммарным моментом и соответственно магнитным моментом.

В своем обзоре «Успехи в исследовании эффекта Зеемана», опубликованном в 1923 г. Альфред Ланде замечает, что дробные значения фактора для аномального эффекта Зеемана говорят о «несостоятельности классической механики и электродинамики в большей степени, чем постулировала до сих пор квантовая теория». Аномальный эффект Зеемана, по мнению Ланде, указывает на необходимость модификации квантовой теории, которая должна дать «глубочайшие выводы о механизме строения атома».

«При этом, добавляет Ланде, — все признаки указывают на то, что окончательное решение этих вопросов в принципе уже на пороге». (Курсив мой. — П. К.).

Такого решения ожидает не только аномальный эффект Зеемана, но и магнитооптические опыты Эйнштейна и де Гааза, Барнета и их последователей, в которых получалось аномальное отклонение равное 2 между ожидаемым и фактически получившимся магнитным моментом вращающихся масс.

Ланде чувствует, что его формальная модель требует нового физического обоснования, которого, по его мнению, осталось ждать недолго.

И действительно, не прошло и двух лет после опубликования обзора Ланде, как в физику вошла идея спина.

Ланде в своем обзоре отмечает только что появившуюся статью Паули, которую он называет «важным шагом в формальном описании эффекта Пашена—Бака».

Эта статья поступила в редакцию журнала «Zeitschrift für Physik» в апреле 1923 г. Паули исследовал расщепление в сильных магнитных полях. В сильных магнитных полях взаимодействие моментов L и S становится слабым по сравнению с действием магнитного поля на каждый момент в отдельности (эффект Пашена — Бака). Вклад орбитального магнитного момента в добавочную энергию составит $o. h. M_L$, вклад момента остова $o. h. 2M_S$, так что расщепление будет определяться добавочной энергией

$$\Delta W = oh(M_L + 2M_S).$$

Паули составил таблицу расщеплений в единицах нормального расщепления. В соединении с правилом отбора эта таблица объясняет, почему в сильных полях эффект Зеемана получается нормальным. Паули далее находит правило сумм: если составить сумму расщеплений всех термов с одним и тем же M , но разными J , возникающих из одного и того же дублета, как для слабого поля ($\sum_i Mg$), так и для сильного поля ($\sum_i (M_i + 2M_S)$), то обе суммы оказываются одинаковыми. Пользуясь этим правилом, Паули определил набор множителей Ланде. В нобелевской лекции об этой своей работе Паули говорил: «... мне удалось обобщить анализ термов, проделанный Ланде, на случай очень сильных магнитных полей, — случай, который из-за магнитооптического перехода во многих отношениях проще (эффект Пашена—Бака). Эта ранняя работа имела решающее значение для открытия принципа запрета».

Паули продолжает: «Очень скоро после возвращения в 1923 г. в Гамбургский университет в качестве приват-доцента я прочитал вступительную лекцию о периодической системе элементов. Содержание этой лекции совсем не удовлетворило меня, так как проблема заполнения электронных оболочек тогда не продвинулась еще ни на шаг. Единст-

венное, что было ясно, — это то, что между этой проблемой и теорией мультиплетной структуры должна существовать теснейшая связь. Поэтому я предпринял попытку еще раз рассмотреть простейший случай — дублетную структуру щелочных металлов. Согласно ортодоксальной в то время точке зрения, которой придерживался и Бор в своих уже упомянутых геттингенских лекциях, причиной этой дублетной структуры считали не равный нулю орбитальный момент атомного остатка.

Осенью 1924 г. я опубликовал ряд возражений против этой точки зрения, которую я окончательно отверг, как неправильную, и выдвинул вместо нее предположение о новом квантотеоретическом свойстве электрона, которое я назвал «двузначностью, не поддающейся классическому описанию».

Здесь Паули имеет в виду следующую фразу из своей статьи «О влиянии зависимости электронной массы от скорости на эффект Зеемана», поступившей в редакцию в декабре 1924 г. и появившейся в начале 1925 г.: «... дублетная структура спектров щелочных металлов, а также отступление от теоремы Лармора возникают вследствие характерной двузначности квантовых свойств электрона, которую нельзя описать классически».

В начале 1925 г. в Тюбинген, где работали Ланде, Герлах и Бак, приехал из США молодой физик Р. Крон и г. Ланде показал ему письмо от Паули, в котором говорилось, что в атоме, находящемся в сильном магнитном поле, *каждый* электрон должен характеризоваться четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом n , азимутальным квантовым числом l , магнитным квантовым числом $m_l = m_2 + m_s$ и числом $m_2 = m_1 + + 2m_s$, характеризующим энергию магнитного взаимодействия электрона с внешним полем. Далее Паули указывал, что в состоянии, характеризующем четырьмя квантовыми чис-

лами, может находиться только один электрон. Обдумывая это письмо, Крониг пришел к выводу, что моделью, представляющей электрон с такой характеристикой, может быть вращающийся электрон. Он сообщил об этой идее приехавшему в Тюбинген Паули, который сказал, что «это очень остроумная выдумка», но не поддержал ее, считая, что установленная им «двузначность» не поддается модельному представлению. Следует отметить, что представление о вращающемся электро-не было предложено с другой целью в 1921 г. А. Комптоном, но оно не оказало влияния на развитие теории эффекта Зеемана. Крониг пытался обсудить свою идею с Гейзенбергом, Крамерсом и Бором, но она не встретила поддержки. Выдвигались возражения, во-первых, связанные с множителем 2, во-вторых с неясностью вопроса, почему вращение электрона должно быть именно таким, чтобы получился магнетон Бора, в-третьих, с тем, что скорость вращения электрона должна превышать скорость света, что противоречило принципу относительности. Подавленный этими возражениями и холодным отношением к своей идее прославленных физиков Крониг отказался от публикации своих мыслей. Пуризм Паули в данном случае задержал развитие важной физической идеи, одной из центральных идей современной физики.

Авторы этой идеи Е. Гаудсмит и Г. Юленбек оказались счастливее Кронига. Они встретились у Эренфеста в Лейдене во время летних каникул. Гаудсмит уже хорошо освоил формализм описания сложных спектров и в начале мая 1925 г. опубликовал статью, в которой показал, что применение принципа Паули к теории мультиплетов можно значительно упростить, если применить магнитные числа Ланде m_l и m_s . Однажды он заговорил на эту тему во время совместной работы с Юленбеком и тот сразу понял, что это означает наличие у электрона

четырёх степеней свободы. Исследуя эту идею они пришли к представлению о вращательном моменте электрона (спине) и составили краткую заметку, которую Эренфест сразу же направил в «Naturwissenschaften». Когда Юленбек, выяснив, после тщательного изучения, что классическая модель вращающегося электрона, обладающего магнитным моментом, равным магнетону Бора, противоречит теории относительности, хотел было взять статью обратно, Эренфест ответил, что уже поздно и добавил: «Вы оба достаточно молоды, чтобы позволить себе делать глупости».

Статью Юленбека и Гаудсмита сразу заметил Гейзенберг и назвал ее «смелой». Ею заинтересовался также Бор. Однако Паули скептически отнесся к идее спина и только после изучения работы Томаса прислал Гаудсмиту открытку от 13 марта 1926 г., в которой взял свои возражения обратно.

В связи с этим Томас писал Гаудсмит: «Я полагаю, что тебе и Юленбеку очень повезло, что ваша работа о вращающемся электро-не была опубликована до того, как об этом услышал Паули».

Похоже, что Крониг более года назад думал о вращающемся электро-не и что-то разработал по этому вопросу.

Первый человек, которому он это показал, был Паули.

Паули высмеял это дело до такой степени, что первый человек стал и последним, и никто больше об этом ничего не услышал.»

В истории науки чрезмерная строгость может оказаться не только бесполезной, но и вредной при появлении новой идеи. Идея выкристаллизовывается и изменяется в течение некоторого времени и иногда бывает полезно отнестись не слишком придирчиво к сырой еще идее. Ей надо созреть в «рабочей обстановке».

Тем временем Паули опубликовал статью «О связи заполнения атомных оболочек в атоме со слож-

ным строением поля», в которой он, опираясь на замечание английского физика Стонера, высказанное последним в статье, опубликованной в 1924 г., сформулировал свой знаменитый принцип. Стонер уточнил распределение электронов по группам и заметил, что при данном значении главного квантового числа число уровней оптического электрона щелочных металлов во внешнем поле равно числу электронов в замкнутой оболочке инертных газов, соответствующих значению этого главного квантового числа. «Тогда, — говорил Паули в нобелевской лекции, — на основе моих прежних результатов по классификации спектральных термов в сильном магнитном поле для меня прояснилась общая формулировка принципа запрета». В своей статье он формулирует этот принцип следующим образом: «В атоме не может существовать двух или больше эквивалентных электронов, для которых значения всех квантовых чисел n , k_1 , k_2 , m в магнитном поле одинаковы. Если в атоме находится электрон, для которого все эти числа имеют определенное значение, то это состояние «занято».

Квантовые числа Паули соответствуют современным значениям следующим образом: $n=n$,

$$k_1 = l + 1, \quad k_2 = j + \frac{1}{2}, \quad m_1 = m_j.$$

Принцип Паули позволил ему определить число электронов на замкнутых оболочках и тем самым дать ключ к правильному пониманию периодической системы. В конце концов он пришел к идее «спина» как новой квантовой характеристики частицы, не поддающейся классическому описанию. Эта точка зрения стала общепринятой.

КРИЗИС ТЕОРИИ БОРА

Возвращаясь к состоянию квантовой теории Бора в 1923 г., после того как она отпраздновала свое десятилетие, остановимся еще раз на основной теоретической процеду-

ре этой теории. Она стремилась описать движение электронов в атоме на основе классической механики. Она использовала математический аппарат этой механики в той форме, в какой он был разработан Гамильтоном и Якоби, и применяла затем к рассчитанным движениям квантовую процедуру, с помощью которой выделялись из всего многообразия движений устойчивые квантовые состояния. В своей книге «Строение атома и спектры» Зоммерфельд уделил большое внимание теории Гамильтона — Якоби. В 1925 г. вышла книга М. Борна «Лекции по атомной механике», предисловие к которой датировано ноябрем 1924 г. Первая глава этой книги называется «Теория Гамильтона—Якоби», в которой излагаются канонические уравнения Гамильтона, циклические переменные, канонические преобразования, дифференциальное уравнение Гамильтона—Якоби. Этот аппарат получил широкое применение в небесной механике и атомная механика строилась по образу и подобию этой последней. Однако между небесной и атомной механикой существует весьма важное различие, на которое указал Бор в своем нобелевском докладе. «Как только мы попытаемся достигнуть ближайшей связи между свойствами элементов и строением атома, — говорит Бор в этом докладе, — сейчас же мы наталкиваемся на глубоко коренящееся затруднение, так как оказывается, что вопреки упомянутой раньше аналогии существует основное различие между атомами и планетной системой. Движения тел в планетной системе, хотя они и подчиняются общему закону тяготения, не определяются вполне одним этим законом, но зависят существенно от предыдущей истории системы.

Так, длина года определяется не только массой солнца и земли, но в то же время и отношениями, которые господствовали при образовании солнечной системы, и о которых

мы не имеем подробных сведений. Если бы однажды через нашу солнечную систему прошло постороннее небесное тело, которое приблизилось бы к земле, мы должны были бы прийти к тому, что длина дня, начиная с этого дня, существенно различалась бы от настоящего. Совершенно иначе происходит дело с атомами. Определенные неизменные свойства элементов требуют именно того, что состояние атома не может испытывать от посторонних влияний удерживающихся изменений. Как только атом будет опять предоставлен самому себе, частицы атома должны расположиться и двигаться таким образом, который вполне определяется электрическим зарядом и массой».

Поэтому-то в атомной физике и приходится применять квантовые законы, отображающие эту поразительную устойчивость атома. Но сами эти законы в боровской теории являются чем-то привнесенным извне, чуждым всей классической физике. Недаром Рождественский называл квантовые условия «непонятными». Адиабатическая гипотеза Эренфеста—Крутова позволяет в известной мере установить, какие величины подлежат квантованию. Это должны быть величины, не зависящие от выбора системы координат и являющиеся адиабатическими инвариантами. Но адиабатическая гипотеза не делала естественными квантовые законы и трудности, связанные с расчетом многоэлектронных систем, оказались непреодоленными. Поэтому Бор и его сотрудники полагали, что до законченной квантовой механики еще далеко.

К этому времени стали с особенной силой проявляться острые противоречия в теории света. Мы рассказывали о том, как мучительно переживали эти противоречия советские физики на своем 4-м съезде. Атмосфера съезда могла быть названа атмосферой «ожидания» — ждали, что затянувшийся кризис теории света должен вот-вот разрешиться. Открытие эффекта Комп-

тона как будто бы стало склонять чашку весов в пользу квантовой теории. В пользу квантовой теории говорили и опыты Иоффе — Добронравова, наглядно продемонстрировавшие квантовый механизм излучения в духе световых квантов Эйнштейна. Но оставалось загадочным — как объяснить в таком случае волновые свойства света? В теории излучения, — писал Гейзенберг в уже цитировавшейся нами статье, — находят странный дуализм между двумя наглядными картинками: волновой и корпускулярной. Дифракционные и интерференционные опыты не оставляют никакого сомнения в далеко идущей применимости классической теории света. Тем не менее фотоэлектрический эффект указывает на полную несостоятельность этой теории. Если только мы не хотим отказаться от закона сохранения энергии, то должны с необходимостью принять, что для фотоэффекта следует эйнштейновская корпускулярная теория света. Обе картины, несомненно, несовместимы, если их применять не критически. Таким образом, физики из-за исключительных трудностей в наглядном истолковании экспериментов оказались вынужденными ревизовать свой классический мир понятий».

Бор, создавший вместе со своими учениками в Копенгагене «квантовую атмосферу», предложил подвергнуть ревизии один из основных устоев классической физики (и, как оказалось позднее, и всей физики) — закон сохранения энергии. В 1924 г. Бор, Крамерс и Слэтер выступили со статьей, в которой пытались устранить противоречие между корпускулярной и волновой теорией с помощью концепции «виртуальных волн». Эти волны непрерывно излучаются электроном, когда он движется по стационарной орбите, не излучая энергии в соответствии с постулатом Бора. Таким образом, виртуальные волны энергии не несут, но они индуцируют способность электрона к квантовым пере-

ходам в духе эйнштейновской теории излучения. Вследствие этого электрон с определенной вероятностью может переходить из одного квантового состояния с потерей энергии. Эта энергия вообще теряется. Точно так же под действием виртуального поля может произойти переход атома в высшее энергетическое состояние, при котором атом приобретает энергию ниоткуда. В среднем сумма энергий, приобретенных отдельными атомами, равна сумме энергий, теряемых другими атомами, но к отдельным атомам закон сохранения энергии неприменим.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ДИСПЕРСИИ

Заметим, что эйнштейновская теория излучения, вводящая коэффициенты, определяющие вероятность излучения и поглощения энергии атомом, уже начала применяться в квантовой теории дисперсии и абсорбции света. Первые шаги в этом направлении были предприняты учеником Рентгена Рудольфом Ладенбургом, который посвятил этому вопросу статью, опубликованную в четвертом томе журнала «Annalen der Physik». Выдвинутые им в этой статье положения были подробно развиты в статье «Абсорбция, рассеяние и дисперсия в боровской теории атома», опубликованной в уже неоднократно упоминавшемся нами юбилейном номере «Die Naturwissenschaften» (1923).

Основные положения теории Ладенбурга следующие:

1. Излучение и поглощение света осуществляется согласно постулату Бора в процессе перехода атома из одного квантового состояния в другое. Излучаемая (или поглощаемая) энергия определяется разностью энергий E' и E'' в обоих стационарных состояниях, при этом частота излучаемой энергии в соответствии с постулатом Бора равняется:

$$\nu = \frac{1}{h} (E' - E'').$$

Процесс абсорбции является полным обращением процесса излучения, и поглощаемая частота в точности равняется частоте, испускаемой при обратном переходе.

2. «Оптические линии поглощения невозбужденного атома соответствуют переходам наиболее слабо связанных электронов атома с нормальной орбиты на высшие возможные орбиты». Далее, возбужденный каким-либо образом атом может при дальнейшем поглощении кванта перейти в еще более высокое квантовое состояние. «Так возникают линии поглощения возбужденных и светящихся паров и газов, не принадлежащие к сериям поглощения нормального атома». При этом меняется дисперсия газа. «Эти процессы являются экспериментальным доказательством конечного времени пребывания атома в возбужденном состоянии и тем самым первого постулата Бора». «Опыты по абсорбции и аномальной дисперсии электрически или оптически возбужденных светящихся газов и паров можно истолковать только благодаря боровскому постулату, что атомы и в состоянии с высшей энергией могут находиться конечное время не излучая. Например, в водороде молекула под действием электрического возбуждения расщепляется на атомы, и в то же время электрон переходит во второе квантовое состояние — основное состояние известной серии Бальмера».

3. В вопросе об интенсивности процессов поглощения Ладенбург опирается на результаты Эйнштейна. «При нашем незнании процессов перехода мы при описании этих процессов вынуждены пока принять вместе с Эйнштейном, что они регулируются вероятностными законами». Ладенбург имеет в виду знаменитую работу Эйнштейна 1917 г. о световых квантах. Вместе с Эйнштейном Ладенбург вводит коэффициент a_{hi} , характеризующий вероятность спонтанного перехода атома из состояния (k) в состояние (i) . Далее, вероятность обратного пере-



Эйнштейн на лекции в Принстоне.

хода атома из состояния (i) в состояние (k) при поглощении энергии $h\nu$ характеризуется коэффициентом b_{ki} («отрицательное излучение»). Ладенбург усматривает здесь аналогию с поведением классического квазиупругого осциллятора, способность к излучению которого определяется только внутренними свободами осциллятора, подобно тому как коэффициент a_{ki} зависит только от свойств атомной системы. Точно так же действие внешнего излучения на атом «соответствует тому, что испытывает классический осциллятор под действием внешней волны». Эта важная аналогия связана с принципом соответствия.

4. Методом расчета дисперсии и поглощения у Ладенбурга является введение классических осцилляторов — «электронов дисперсии», которые в совокупности производят такое же действие, как и N квантовых переходов в N атомах. Обозначая число этих электронов дисперсии через N' , Ладенбург пишет для энергии, поглощаемой ими в единицу времени в единице объема, коэффициент излучения:

$$A_{kl} = \frac{\pi e^2}{m} N' u_{\nu_0},$$

где u_{ν_0} — объемная плотность энергии излучаемой частоты ν_0 . С другой стороны, если N_i — число атомов в единице объема, находящихся на энергетическом уровне i , то при переходе их на высший уровень k под влиянием энергии падающей волны будет поглощаться энергия:

$$A_Q = u_{\nu_0} h \nu_0 (N_i b_{ik} - N_k b_{ki}).$$

Приравнявая A_{kl} и A_e , находим

$$N' \frac{\pi e^2}{m} = h \nu_0 (N_i b_{ik} - N_k b_{ki}).$$

По Эйнштейну, в равновесном состоянии

$$u_{\nu_0} b_{ik} N_i = u_{\nu_0} b_{ki} N_k + a_{ki} N_k.$$

Далее, согласно Эйнштейну

$$g_i b_{ik} = g_k b_{ki},$$

где g_i и g_k — статистические веса квантовых состояний i и k . Тогда

$$b_{ik} = a_{ki} \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{c^3}{8\pi h \nu_0^3}.$$

И Ладенбург получает соотношение

$$N' = N_i \frac{g_k}{g_i} a_{ki} \frac{m c^3}{8\pi^2 e^2 \nu_0^2}.$$

Это число N' электронов дисперсии определяет закон дисперсии:

$$\begin{aligned} n^2 - 1 &= N' \frac{\pi e^2}{m} \cdot \frac{1}{\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2)} = \\ &= N_i \frac{g_k}{g_i} a_{ki} \frac{c^3}{8\pi^3 (\nu_0^2 - \nu^2) \nu_0^2}. \end{aligned}$$

В случае многих резонирующих центров формула Ладенбурга принимает вид

$$n^2 - 1 = \frac{c^3}{8\pi^3} \sum_i N_i \frac{g_k}{g_i} a_{ki} \frac{1}{\nu_i^2 (\nu_i^2 - \nu^2)},$$

где a_{ki} — вероятность перехода из высшего состояния k в низшее состояние i , причем низший уровень i может быть и возбужденным.

Суммируя итоги своей теории, Ладенбург и Рейхе подчеркивают, что хотя «мы не знаем механизма, посредством которого падающая

волна воздействует на атом» и «не можем описать в деталях реакцию атомов», однако можно думать, что «конечный результат воздействия излучения частоты ν на атом не отличается существенно от действия, производимого такой волной на осциллятор». Это действие состоит в том, что «возникают вторичные волны с той же частотой ν и в фазе с падающей волной».

Таким образом, классический расчет дает результаты, приближенно согласующиеся с наблюдениями. «Но не всегда!» — подчеркивают авторы. «В предложенном сообщении, — пишут они, — была сделана попытка объяснить эту несостоятельность классической теории на основе атомной теории Бора в духе принципа соответствия. Именно было показано, что количество рассеянной энергии излучения и преломляющая способность, которые классически измерялись числом N' электронов дисперсии, квантотеоретически определялись величиной вероятности возможных квантовых переходов действительного атома и отношением статистических весов рассматриваемых квантовых состояний».

Сотрудник Бора Гендрик Антони Крамерс развил результаты Ладенбурга и Рейхе. Он не только допустил (это допускали и Ладенбург и Рейхе), что низший уровень i может быть возбужденным, но и учитывал переходы на этот уровень как с высшего уровня k , так и с более низкого уровня j . Формула дисперсии Крамерса в этих предположениях принимает вид

$$n^2 - 1 = \frac{\pi e^2 N}{m} \times \\ \times \left\{ \sum_{k>i} \frac{a_{ki}}{\nu_{ki}^2 - \nu^2} - \sum_{j<i} \frac{a_{ij}}{\nu_{ij}^2 - \nu^2} \right\},$$

где

$$\nu_{ki} = \frac{E_k - E_i}{h}, \quad \nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h}$$

и a_{ki} , a_{ij} — эйнштейновские коэффициенты для вероятностей перехо-

да с уровня k на уровень i и с уровня i на уровень j . Это введение Крамерсом «отрицательной дисперсии» оказалось оправданным. Сама же формула Крамерса «выходила за рамки качественных следствий принципа соответствия и в действительности представляла результат, который получается из квантовой механики в ее современной форме».

ОПРОВЕРЖЕНИЕ ТЕОРИИ БОРА, КРАМЕРСА, СЛЭТЕРА

Квантовая теория дисперсии явилась большим успехом квантовой теории. Но, понятно, в теории Ладенбурга—Крамерса фигурируют реальные электромагнитные волны, а не виртуальные волны Бора—Крамерса—Слэтера. О теории Бора—Крамерса—Слэтера Гейзенберг в цитированной нами статье писал: «Исключительные идейные трудности, с которыми боролась в ту эпоху теория, нашли наиболее яркое выражение в известной работе Бора, Крамерса и Слэтера по теории излучения. Это исследование представляло, собственно, высшую точку кризиса квантовой теории и, несмотря на то что оно не смогло дать правильного выхода из затруднений, способствовало, более чем какая-либо другая работа, уяснению ситуации в квантовой теории. Прежде всего Бор, Крамерс и Слэтер подчеркнули со всей резкостью невозможность отказа от результатов классической теории интерференционных и дифракционных явлений. Поэтому для объяснения фотоэлектрического эффекта они отказались от закона сохранения энергии; волны следует рассматривать как волны вероятности поглощения и испускания носителей энергии. На первый взгляд как будто кажется, что можно соединить закон сохранения энергии с интерференционными явлениями, если только потребовать, что «волновые поля определяют вероятность траекторий световых квантов». Но такое понимание является поверхностным и может легко привести к абсурду,

если предварительно не заняться подробной теоретико-познавательной критикой понятий, примененных в только что высказанном положении. Все же теория Бора—Крамерса—Слэтера была только одним из двух равноправных выходов из трудностей. Можно сохранить принцип энергии, но зато отказаться в некоторых пунктах от классической теории интерференции. Эта возможность долгое время защищалась Эйнштейном и позже была отклонена. В действительности же оба рассмотренные здесь выхода оказались несовместимыми с опытом».

Опыты, которые отвергли теорию Бора—Крамерса—Слэтера, принадлежали Боте и Гейгеру (1925) и Боте (1926). В опытах Боте и Гейгера пучок рентгеновских лучей проходил через камеру, заполненную водородом между двумя счетчиками, один из которых закрыт платиновой фольгой, защищающей его от проникновения электронов, кванты же рассеянных рентгеновских лучей вырывают из фольги фотоэлектроны, регистрируемые счетчиками. Если произошло рассеяние, то электроны отдачи регистрируются счетчиком электронов, рассеянный квант регистрируется счетчиком с фольгой по производимым фотоэлектронам. Из геометрии установки и регистрации квантов и электронов вытекало, что если рассеяние происходит по законам сохранения, то примерно из 10 отбросов счетчика квантов один совпадает с регистрацией электрона отдачи. По теории же Бора, вероятность совпадения регистрации должна быть 10^{-10} , т. е. ее фактически вообще нет. Опыты Боте и Гейгера показали, что закон сохранения энергии и импульса для единичного счета рассеяния выполняется. В опыте Боте внутри латунного цилиндра помещались друг против друга два счетчика Z_1 и Z_2 , острия которых для большей чувствительности снабжались платиновыми шариками диаметра 0,1 мм. Крышки счетчиков были снабжены

скошками, закрытыми алюминиевой фольгой. Между окошками на расстоянии 1 мм от каждого из них помещалась медная или железная фольга, на которую падал узкий пучок рентгеновских лучей, под действием которого фольга испускала вторичное рентгеновское излучение (рентгенолюминесценция). По Бору, виртуальная волна в среднем обуславливает соответствие между актами поглощения и испускания так, что каждому акту поглощения рентгеновских лучей соответствует один акт испускания их в виде вторичного излучения. С точки зрения квантовой теории излучения отдельные кванты летят по дискретным направлениям случайным образом. Появления фотоэлектронов то в одном, то в другом счетчике являются случайными, независимыми событиями. Опыты Боте подтвердили квантовую точку зрения. Так, в случае независимости отклонений обоих счетчиков из общего числа отбросов на каждый счетчик 2760 случайных совпадений должно быть 42, по теории Бора—Крамерса—Слэтера их должно быть больше — 167, наблюдения Боте дали 44 совпадения. Таким образом, теория Бора—Крамерса—Слэтера противоречит опытам. Наблюдения Комптона и Симона, опубликованные в том же, 1925 г., что и опыты Боте и Гейгера, в которых изучался эффект Комптона в камере Вильсона, показали, что в каждом элементарном акте рассеяния направления рассеянного кванта и электрона отдачи полностью соответствуют закону сохранения энергии и импульса. Надо было искать другой выход из трудностей в теории света.

ИДЕИ ДЕ БРОЙЛЯ

Противоречия в теории света волновали молодого французского физика Луи де Бройля. Размышляя над двойственностью природы света и обдумывая аналогии между распространением света и движением частицы в классической механике, де Бройль уже в 1923 г. опубликовал

ликовал три статьи, посвященные основам волновой теории материальных частиц, которые в 1924 г. были развиты в его докторской диссертации. Вот как сам де Бройль рассказывает историю развития своих идей.

«Мои исследования в области физики рентгеновских лучей убедили меня в необходимости создания синтетической теории излучения, в которой сочетались бы его «волновой» и «фотонный» аспекты, и я много размышлял над уже известными работами Эйнштейна о квантах света. Думая об этих вопросах, я опубликовал в 1922 г. по этой теме две работы... Эти первые исследования, посвященные излучению, все более и более приводили меня к мысли о необходимости поисков общей синтетической концепции, которая позволила бы объединить волновую и корпускулярную точки зрения. Появление целых чисел в законах внутриатомного квантованного движения электронов, как мне казалось, указывает на существование для этих движений интерференции, аналогичной интерференции, встречающейся во всех разделах волновой теории; в эту теорию, вполне естественно, входят целые числа. Кроме того, я продолжал размышлять над аналогией между математическим аппаратом аналитической механики и волновой теории; эта аналогия меня поразила в ранней молодости. Наконец, в конце лета 1923 г. все эти идеи как бы выкристаллизовались в моей голове, и я опубликовал в «Comptes Rendus de l'Académie des Sciences» три основные статьи, послужившие отправной точкой для создания волновой механики...»^{*} Таким образом, в сентябре—октябре 1923 г. я получил некоторые из фундаментальных принципов волновой механики.

В течение 1924 г. я старался развить свои идеи, написав на эту тему докторскую диссертацию и опубликовал несколько статей».

Идеи, о которых здесь пишет де Бройль, он сжато изложил во введении к своей книге по волновой механике. Вот что он там пишет.

«Несмотря на эти успехи (квантовой теории. — П. К.), одна теория квантов не может нас вполне удовлетворить. Прежде всего, совокупность явлений дифракции и интерференции требует введения понятий волны, и, более того, оба основных соотношения $W = h\nu$ и $p = \frac{h\nu}{c}$ предполагают существование частоты ν . Этого достаточно, чтобы показать, что свет нельзя рассматривать состоящим из простых движущихся частиц. Тем не менее открытие фотоэлектрического эффекта Комптона показало необходимость введения понятия частиц наряду с понятием волны. Казалось, что природа света обладает странной «двойственностью».

Но если в теории света в течение целого столетия слишком пренебрегали понятием «частицы» для того, чтобы пользоваться исключительно понятием «волна», не была ли допущена обратная ошибка в теории материи? Были ли вправе физики пренебрегать понятием «волны» и думать только о понятии «частицы»? Эти вопросы несколько лет тому назад, задал себе автор, обдумывая аналогию между принципом наименьшего действия и принципом Ферма и ища смысл таинственных квантовых условий, введенных во внутриатомную динамику Планком, Бором, Вильсоном и Зоммерфельдом. Путем рассуждений, которые мы обойдем здесь молчанием, можно прийти к убеждению, что необходимо ввести волны в материю и что это нужно сделать следующим образом: пусть имеется материальная частица (например, электрон) масса m , которая свободно движется с постоянной скоростью v . Если исходить из теории относительности,

^{*} Это были статьи: «Волны и кванты», «Кванты света, дифракция и интерференция», «Кванты, кинетическая теория газов и принцип Ферма». Русский перевод их был опубликован в 1967 г. (УФН, 93, вып. 1, с. 178—183).

то энергия и количество движения частицы будут

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{W}{c^2} \vec{v} \quad \left(\beta = \frac{v}{c}\right), \quad (1)$$

где c — скорость света в пустоте. Следуя новому воззрению, с этой частицей нужно связать волну, распространяющуюся в направлении движения, частота которой будет равна

$$\nu = \frac{W}{h}, \quad (2)$$

а фазовая скорость

$$V = \frac{c^2}{v} = \frac{c}{\beta}. \quad (3)$$

Отсюда имеем

$$\frac{h\nu}{V} = \frac{Wv}{c^2} = p, \quad (4)$$

и, следовательно, если λ есть длина сопряженной волны, то

$$\lambda = \frac{V}{\nu} = \frac{h}{p}. \quad (5)$$

Для того чтобы применить эти формулы к частице света, а не материи нужно положить $v=c$, и тогда

$$W = h\nu, \quad p = \frac{h\nu}{c}. \quad (6)$$

Это и есть основные формулы теории квантов света. Наши формулы от (2) до (5) совершенно общи: они одинаково хорошо применимы и к материи, и к излучению, и они выражают необходимость введения в обоих случаях понятия «волна» наряду с понятием «частица». Замечательные идеи де Бройля не оказали никакого влияния на строй мыслей Бора и физиков копенгагенской школы, которые продолжали идти своим путем, разрабатывая математический формализм, удовлетворительно описывающий факты атомной физики без наглядных представлений. Только Э. Шредингер в своей первой работе по волновой механике, опубликованной в 1926 г., писал: «Прежде всего я не могу не упомянуть, что я обязан стимулом к этим соображениям в первую очередь

воодушевляющим «Тезисам» Луи де Бройля и размышлениям о пространственном распределении тех «фазовых волн», относительно которых он указал, что их всегда приходится целое число при измерении вдоль орбиты на каждый период или квазипериод электрона».

Бор же, вводя свои «виртуальные волны» и притом почти одновременно с «фазовыми волнами» де Бройля, ни словом не упоминал об этих последних.

Как видим, «квантовая атмосфера» Копенгагена сыграла свою роль в отношении к идеям де Бройля. Правда, первая работа де Бройля, напечатанная в «Philosophical magazine» («Попытки построения теории световых квантов»), носит еще незавершенный характер, тем не менее, если бы Бор заинтересовался ею всерьез, он несомненно нашел бы в ней определенные стимулы, как позже Шредингер. Но мысли де Бройля слишком были «сдвинуты по фазе» по отношению к мышлению копенгагенской школы и этим объясняется то, что Гейзенберг пошел совсем по другому пути.* Последняя часть диссертации де Бройля посвящена применению его идей к статистике. «Я изложил в ней, — писал позже де Бройль, — основные начала из тех, которые год спустя благодаря более широкому и более глубоким работам Бозе и Эйнштейна легли в основу статистики Бозе—Эйнштейна. Эйнштейн, которому Ланжевэн передал рукопись моей диссертации, очень живо заинтере-

* В своей второй статье 1923 г. де Бройль пишет: «Новый принцип, положенный в основу динамики, объясняет дифракцию атомов света, как бы мало ни было их число ... Дифракционные явления обнаружатся и в потоке электронов, проходящих сквозь достаточно малое отверстие. Быть может, экспериментальное подтверждение наших идей следует искать именно в этом направлении». (Курсив мой. — П. К.). Несмотря на такое ясное указание экспериментаторы не обратили на него внимания и Дэвиссон открыл дифракцию электронов, идя совершенно другим путем и до некоторой степени случайно».

совался ею, а в заметке, опубликованной в «Berichte der Deutsche Akademie des Wissenschaften» в январе 1925 г., обратил внимание на мою работу и, сравнивая мои выводы с выводами поздней работы Бозе, набросал основы статистики, пригодной для описания совокупностей неразличимых частиц, не подчиняющихся принципу Паули».

Де Бройль имеет в виду свой вывод формулы Планка «для газа световых квантов». Де Бройль, рассматривая сначала обычный газ, выводит выражение для числа стоячих де Бройлевских волн в единице объема такого газа, используя известное выражение Джинса. Он пишет для этой величины выражение

$$n_v dv = \frac{4\pi}{U \cdot v^2} v^2 dv = \frac{4\pi}{c^3} \beta v^2 dv,$$

здесь $V = \frac{c}{\beta}$ — фазовая скорость волны, соответствующей частице, движущейся со скоростью βc , $U = \beta c$ — ее групповая скорость, совпадающая со скоростью частицы.

Де Бройлевская волна может сопровождать один, два или более атомов, так что число атомов с энергией $h\nu$ будет пропорционально величине

$$\frac{4\pi}{h^3} m_0^{3/2} \sqrt{2W} dW dx dy dz e^{-\frac{W}{kT}}.$$

Это выражение соответствует гипотезе Планка—Саккура, что фазовый объем частицы газа равен h^3 . Для световых квантов надо брать все члены ряда и множитель 2. В таком случае плотность лучистой энергии пропорциональна

$$\frac{8\pi}{h^3 c^3} W^3 \sum_1^\infty e^{-\frac{nh\nu}{kT}} = \frac{8\pi}{c^2} \cdot \frac{v^3}{e \frac{h\nu}{kT} - 1}.$$

Таким образом, для вывода закона Планка де Бройль использовал свою идею волн-частиц, расчеты Джинса, идеи Планка—Саккура—Шапошникова о применении к газам квантовых законов. Но как он сам указывает, более глубоко и ради-

кально проблема статистики световых квантов была решена индийским физиком Бозе в 1924 г., а применение статистики Бозе к газам было сделано Эйнштейном.

СТАТИСТИКА БОЗЕ

В 1925 г. Ш. Бозе прислал свою статью «Закон Планка и гипотеза о световых квантах» Эйнштейну, который перевел ее на немецкий язык и опубликовал в журнале «Zeitschrift für Physik» со своим примечанием. Бозе начинает свою статью с того, что применяет к световым квантам (фотонам) принцип подразделения фазового пространства на равновеликие ячейки h^3 . Как мы знаем, этот принцип впервые был применен и Саккуром при выводе химической постоянной Нернста (1912) и затем Планком при применении идей Нернста к одноатомному газу в 1913 г. Далее Бозе предлагает новый способ подсчета термодинамической вероятности фотонного газа. В данном объеме V с заданной энергией E содержится N_s квант с энергиями $h\nu_s$ (s меняется от 0 до ∞), так что

$$E = \sum_s N_s h\nu_s = V \int \rho_v dv.$$

Состояние кванта характеризуется его координатами x, y, z и импульсом

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = \frac{h^2 v^2}{c^2},$$

так что фазовый объем светового кванта будет

$$V \cdot 4\pi \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 \frac{h \cdot dv}{c} = 4\pi \frac{h^3 v^2}{c^3} V dv.$$

В этом объеме содержится $\frac{4\pi v^2}{c^3} V dv$ ячеек величиной h^3 каждая. Для учета поляризации это число надо еще умножить на 2, так что интервалу частот dv соответствует

$$\frac{8\pi}{c^3} V v^2 dv$$

ячеек. Теперь Бозе меняет способ подсчета возможных распределений. Он отказывается от подсчета «ком-

лексий», как это принято в классической статистике, а считает ячейки, не содержащие квантов, содержащие один, два кванта и т. д. Если в классической статистике обмен частицами между двумя ячейками, содержащими одинаковое число частиц, давал новую комплексию, то, по Бозе, такой обмен нового не дает — кванты неразличимы. Новое дает обмен *ячейками*, содержащими равное количество квантов, так как ячейки можно перенумеровать. Обозначив число ячеек, не содержащих квантов, через p_0^s , число ячеек, содержащих по одному кванту, — p_1^s , по два кванта — p_2^s и т. д., Бозе пишет для числа возможных распределений квантов $h\nu_3$ по ячейкам

$$\frac{A^s}{p_0^{s!} p_1^{s!} \dots}$$

где

$$A^s = \frac{8\pi\nu_s^2}{c^3} d\nu_s,$$

$$N^s = 0 \cdot p_0^s + 1 \cdot p_1^s + 2 \cdot p_2^s + \dots$$

и вероятность состояния выражается произведением

$$W = \prod_s \frac{A^{s!}}{p_0^{s!} p_1^{s!} \dots}$$

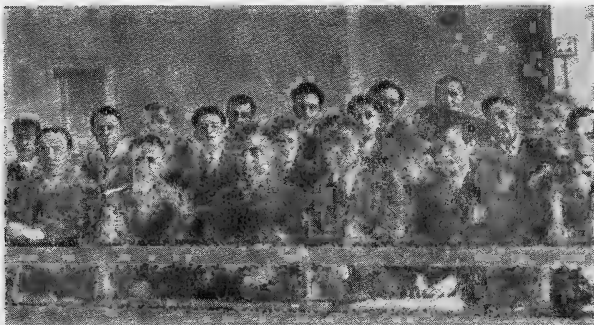
Вычисляя $\log W$ и находя максимум этого выражения для наиболее вероятного состояния, получаем формулу Планка и энтропию фотонного газа.

Примечание Эйнштейна к статье Бозе гласило: «Данный вывод формулы Планка представляет собой, по моему мнению, большое достижение. Как я предполагаю, показать в другом месте использованный здесь метод позволяет также получить квантовую теорию идеального газа». И действительно, уже в том же, 1924 г. в «Известиях Прусской Академии наук» появилась статья Эйнштейна «Квантовая теория одноатомного газа», за которой в следующем, 1925 г. появились еще две статьи по тому же вопросу. Проблема, волновавшая Нернста, Планка, Саккура, Шапошникова, была полностью решена Эйнштейном.

НАЧАЛО НОВОЙ ЭПОХИ В ФИЗИКЕ

Обратимся теперь к ситуации в квантовой механике после работ Бора—Крамерса—Слэтера. Эта ситуация была очень напряженной и вызывала у тогдашних физиков чувство глубокой неудовлетворенности. В. Паули писал 21 мая 1925 г. Кронигу: «Физика теперь снова зашла в тупик, во всяком случае, она для меня слишком трудна, и я предпочел бы быть комиком в кино или кем-нибудь вроде этого и не слышать ничего о физике». Гейзенберг в это время находился на острове Гельголанде, проходя курс лечения. Здесь он занялся проблемой ангармонического осциллятора. Сообщая о своих результатах в письме Кронигу от 5 июня 1925 г., Гейзенберг писал: «В этой схеме мне больше всего нравится то, что все взаимодействия атома с внешним миром на самом деле можно свести к вероятности перехода (отвлекаясь от случаев вырождения). Не нравится мне прежде всего математическая сторона... Физический смысл вышеизложенной схемы вычисления интенсивностей также выглядит весьма странно».

В письме Паули от 24 июня Гейзенберг писал: «Основная аксиома состоит в том, что при вычислении каких-либо величин, например энергии, частоты и т. д., должны использоваться только соотношения между принципиально наблюдаемыми величинами». Эта основная методологическая установка Гейзенберга понравилась Паули, и он поощрил Гейзенберга к дальнейшей работе в этом направлении. 29 июня 1925 г. Гейзенберг представил в редакцию журнала «Zeitschrift für Physik» статью «О квантовоматематическом истолковании кинематических и механических соотношений». Аннотация к статье автора гласила: «В работе сделана попытка получить основания для квантовоматематической механики, базирующейся исключительно на соотношениях между принци-



Физический семинар

в Копенгагене. (В первом ряду: Бор, Гейзенберг, Паули, Гамов, Ландау, Крамерс).

пиально наблюдаемыми величинами».

Методологическая установка Гейзенберга не выдержала испытания временем. Принцип введения в теорию только наблюдаемых величин не мог быть плодотворным, и слишком явное махистское происхождение его напоминало о провале похода Маха против «принципиально ненаблюдаемых» атомов и электронов.

Гейзенберг, однако, начинает свою статью с критики старой классической теории, которая вводила такие «принципиально ненаблюдаемые» величины, как положение и период обращения электрона. По мнению Гейзенберга, неудачи старой квантовой теории в области сложных атомов и других проблем объясняются именно этим дефектом теории. «При таком положении вещей, — писал он, — кажется самым лучшим совершенно отказаться от всякой надежды на наблюдение до сих пор не наблюдаемых величин (таких, как положение, период обращения электрона) и, допуская одновременно, что частичное согласие упомянутых квантовых правил с опытом является более или менее

случайным, попытаться построить квантовотеоретическую механику, более или менее аналогичную классической механике, в которой встречались бы только соотношения между наблюдаемыми величинами».

Гейзенберг в качестве примера такой теории указывает на теорию дисперсии Ладенбурга—Крамерса, в которой вместо движений электронов в атомной модели рассматривались «виртуальные» эйнштейновские переходы и соответствующие частоты, которые фактически наблюдаются на опыте.

Рассматривая теорию излучения в классической теории, Гейзенберг указывает, что, кроме обычных значений поля в волновой зоне, соответствующих излучению диполя, могут появиться «квадрупольные» члены и члены более высокого порядка относительно скорости электрона. Возникает вопрос, что соответствует высшим приближениям в квантовой теории. Этот вопрос не является электродинамическим, а чисто кинематическим и может быть сформулирован так: пусть вместо классической величины $x(t)$ дана соответствующая квантовотеоретическая величина. Какая квантовотеоретиче-

ская величина будет соответствовать $x(t)$? Прежде всего, Гейзенберг указывает, что в новой квантовой теории вместо таких характеристик электрона, как положение в пространстве, следует сопоставить электрону его излучение, которое описывается частотами и амплитудами. Частоты в квантовой теории являются функциями двух переменных вида

$$\nu(n, n-a) = \frac{1}{h} \{W(n) - W(n-a)\},$$

тогда как классические частоты определяются равенством

$$W(n, a) = a\nu(n) = a \frac{dW}{dI} = a \frac{1}{n} \frac{\partial W}{\partial n}, \\ I = nh.$$

При этом между частотами имеют место комбинационные соотношения: в классической теории

$$\nu(n, a) + n(n, \beta) = \nu(n, a + \beta),$$

в квантовой теории

$$\begin{aligned} \nu(n, n-a) + \nu(n-a, n-a-\beta) &= \\ &= \nu(n, n-a-\beta), \\ \nu(n-\beta, n-a-\beta) + \nu(n, n-\beta) &= \\ &= \nu(n, n-a-\beta). \end{aligned}$$

Амплитуды представляются комплексными векторами, определяющими также поляризацию и фазу. Каждый такой вектор является также функцией двух переменных n и a и определяется как действительная часть выражения

$$A(n, n-a) e^{i\omega(n, n-a)t}$$

(A — комплексная величина, которую Гейзенберг обозначает готической буквой). В классической теории ей соответствует действительная часть коэффициента Фурье

$$A_\alpha(n) e^{i\omega(n)\alpha t}.$$

Фаза, входящая в комплексный вектор $A(n, n-a)$, имеет смысл и в квантовой теории, что выясняется из определения величин, соответствующих $x(t)^2$. Если $x(t)$ в классической

теории представляется интегралом Фурье

$$x(n, t) = \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} A_\alpha e^{i\omega(n)\alpha t},$$

или соответственно

$$x(n, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\alpha(n) e^{i\omega(n)\alpha t} d\alpha,$$

то величине $x(t)^2$ в классической теории будет соответствовать выражение:

$$x^2(t) = \sum_{\beta=-\infty}^{+\infty} B_\beta(n) e^{i\omega(n)\beta t},$$

где

$$\begin{aligned} B_\beta(n) e^{i\omega(n)\beta t} &= \\ &= \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} A_\alpha A_{\beta-\alpha} e^{i\omega(n)(\alpha+\beta-\alpha)t} \end{aligned}$$

и соответственно аналогичные выражения для случая представления $x(t)$ интегралом Фурье.

Гейзенберг допускает, что в квантовой теории эти соотношения должны быть заменены соотношениями вида

$$\begin{aligned} B(n, n-\beta) e^{i\omega(n, n-\beta)t} &= \\ &= \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} A(n, n-a) \cdot A(n-a, n-\beta) \times \\ &\quad \times e^{i\omega(n, n-\beta)t}, \end{aligned}$$

и соответствующими выражениями для случая интеграла Фурье. Постулированная им связь получается почти естественно из комбинационных соотношений. Из этого соотношения вытекает важное физическое значение фазы вектора A в квантовой теории, которая входит в величину B .

Таким же образом можно найти квантовый аналог величины $x(t)^3$ и вообще $x(t)^n$. Вообще, если дана какая-либо функция $f[x(t)]$, то, если эта функция разложима в ряд по степеням $x(t)$, можно найти ее квантовый аналог. Далее возникает вопрос, что является квантовым аналогом произведения $x(t) \cdot y(t)$? Пусть $x(t)$ в классической теории представляется посредством векторов A , а $y(t)$ — посредством B .

Тогда произведение $x \cdot y$ представляется векторами C , причем

$$C_{\beta}(n) = \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} A_{\alpha}(n) \cdot B_{\beta-\alpha}(n),$$

в квантовой теории этому соответствует равенство

$$C(n, n - \beta) = \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} A(n, n - \alpha) \times \\ \times B(n - \alpha, n - \beta).$$

Но если в классической теории $x(t) \cdot y(t) = y(t) \cdot x(t)$, то в квантовой теории этот переместительный закон вообще не имеет места. Выписывая свою «алгебру представителей», Гейзенберг еще не догадывается, что он имеет дело с соотношениями матричного исчисления. На это указал ему М. Борн, разработавший вместе с П. Иорданом математический аппарат новой теории.

После этих кинематических соображений Гейзенберг переходит к атомной механике, задачей которой является определение величин A , v , W (амплитуды и фазы, частоты и энергии системы) из данных сил системы. В существовавшей теории эта задача решалась двумя этапами: 1) Устанавливалось уравнение движения системы

$$\ddot{x} + f(x) = 0.$$

2) Определялись допустимые движения периодического характера с помощью условий

$$\oint p \, dq = \oint m \dot{x} \, dx = I = nh.$$

В новой квантовой схеме достаточно ограничиться установлением квантового аналога уравнению движения с помощью указанной выше математической схемы. В общем случае эта задача представляет большие математические трудности. В особенности трудной казалось Гейзенбергу задача водородного атома. Он ограничивается примером ангармонического одномерного осциллятора,

уравнение движения которого имеет вид

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \lambda x^2 = 0.$$

В классической теории это уравнение решается с помощью подстановки

$$x = \lambda a_0 + a_1 \cos \omega t + \lambda a_2 \cos 2\omega t + \\ + \lambda^2 a_3 \cos 3\omega t + \dots + \lambda^{\tau-1} a_{\tau} \cos \tau \omega t + \dots$$

В квантовой теории этому ряду сопоставляется ряд выражений:

$$\lambda a(n, n); a(n, n-1) \cos \omega(n, n-1)t; \\ \lambda a(n, n-2) \cos \omega(n, n-2)t, \dots \\ \dots, \lambda^{\tau-1} a(n, n-\tau) \cos \omega(n, n-\tau)t, \dots$$

Подстановка в уравнение дает рекуррентные формулы как для классических амплитуд и частот, так и для квантовых. Кроме того, выписываются квантовые условия, которые в классической теории имеют вид

$$I = 2\pi m \frac{d}{dt} \sum_{-\infty}^{+\infty} \tau^2 \frac{|a_{\tau}|^2}{4} \omega, \quad I = nh,$$

и в квантовой теории Гейзенберга

$$h = \pi m \sum_0^{\infty} [|a(n+\tau, n)|^2 \omega(n+\tau, n) - \\ - |a(n, n-\tau)|^2 \omega(n, n-\tau)].$$

Выражения Гейзенберга приводят к выражению энергии осциллятора

$$W = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) h \omega_0}{2\pi}$$

вместо классического

$$W = \frac{nh\omega}{2\pi}.$$

Выражение для энергии W будет точным для гармонического осциллятора и приближенным с точностью до λ^2 для ангармонического. Для ротатора Гейзенберг получил выражение энергии

$$W = \frac{m}{2} a^2 \frac{\omega^2(n, n-1) + \omega^2(n+1, n)}{2} = \\ = \frac{h^2}{8\pi^2 m a^2} \left(n^2 + n + \frac{1}{2}\right).$$

Причем частота

$$\omega(n, n-1) = \frac{hn}{2\pi m a^2}.$$

Так что

$$\omega(n, n-1) = \frac{2\pi}{h} [W(n) - W(n-1)].$$

Формула Гейзенберга для ротатора отличалась от формул, полученных по старой квантовой теории. Гейзенберг замечает, что опорой новых формул может служить то обстоятельство, что многие полосатые спектры, по Крацеру (1922), как оказывается, требуют именно таких формул, которые старая квантовая теория пыталась объяснить полнотой квантованием. Таково содержание этой работы Гейзенберга, которую автор заканчивает словами: «Будет ли предложенный здесь метод определения квантово-теоретических данных посредством соотношений между наблюдаемыми величинами уже рассматриваться как вполне удовлетворительный в принципиальном отношении или же этот метод представляет не более как начало наступления на физически, очевидно, весьма сложную проблему квантово-теоретической механики, можно будет узнать только путем более глубокого математического исследования здесь весьма поверхностно использованного метода».

Борн, прочитавший рукопись Гейзенберга, сразу увидел в его правиле умножения «векторов-представителей» правило умножения матриц. Он высоко оценил работу Гейзенберга, отмечая, что в этой работе Гейзенберг «гениальным приемом вызвал новый поворот квантовой теории». 27 сентября 1925 г. Борн и Йордан представили в «Zeitschrift für Physik» статью, в которой изложены основы матричной механики и ее применение к гармоническому осциллятору. Общую разработку математического аппарата теории они дали в статье, полученной в «Zeitschrift für Physik» 16 ноября 1925 г. Борн в это время уехал в США, где с 14 ноября 1925 г. по 22 января 1926 г. читал в Массачусетском технологическом институте лекции, составившие содержание вышедшей в 1926 г. книги «Пробле-

мы атомной динамики», первая половина которой была посвящена изложению квантовой механики. Теория Гейзенберга воодушевила Паули, который писал Кронигу 9 октября 1925 г.: «Механика Гейзенберга снова вернула мне радость и надежду. Хотя она и не дает решения загадки, но я верю, что теперь снова можно двигаться вперед. Прежде всего надо освободить механику Гейзенберга от геттингенской формальной оболочки учености, чтобы лучше раскрыть ее физическое содержание». В свою очередь Паули воодушевил Гейзенберга. В своих воспоминаниях об этой эпохе Гейзенберг писал: «Сам я был тогда несколько удручен тем, что мне никак не удавалось вывести из новой теории простой спектр водорода. Однако уже в октябре того же года Паули преподнес мне сюрприз: законченную квантовую механику атома водорода. Мой ответ от 3 ноября начинался словами: «Едва ли нужно писать, как сильно я радуюсь новой теории атома водорода и насколько велико мое удивление, что Вы смогли так быстро ее разработать».

Но теория атома в новой механике была также разработана почти в то же самое время английским физиком П. А. М. Дираком, выступившим в том же, 1925 г. со своей интерпретацией новой теории. Он развил особую символическую алгебру состояний и наблюдаемых величин. Каждое состояние системы можно обозначать символом ψ , удовлетворяющим принципу суперпозиции, так что состояние A , изображаемое символом ψ_0 , может быть получено путем суперпозиции состояний B , изображаемого символом ψ_1 , и C , изображаемого символом ψ_2 , причем

$$\psi_0 = C_1\psi_1 + C_2\psi_2.$$

Когда состояние накладывается само на себя, результирующее состояние совпадает с исходным. Если представить ψ как вектор в прост-

ранстве с достаточно большим числом измерений, то состояние вполне определяется направлением вектора. Наряду с символом ψ состояние может быть описано комплексно-сопряженным вектором ϕ . В своей книге «Принципы квантовой механики», первое издание которой вышло в 1930 г., Дирак так описывает свой метод: «Типичное вычисление в квантовой механике ведется по следующей схеме: дается, что система находится в определенном состоянии, в котором динамические переменные имеют определенные значения. Это условие записывается в виде уравнений между символами, обозначающими состояние и динамические переменные. Из этих уравнений выводятся в согласии с аксиомами нашей символической алгебры новые уравнения, а из них получаются уже и физические следствия. Истинная сущность каждого из употребляемых символов нигде не уточняется и нет никакой необходимости ее знать».

Из приведенного видно, что новая механика и у Дирака, и у Гейзенберга оставалась абстрактной математической схемой, которая приводила к правильным результатам, хотя физический смысл применяемых символов и операций оставался неясным. Гейзенберг назвал период 1925—1927 гг. периодом «прояснения формальных основ». Более наглядную и более привычную для физиков математическую теорию новой механики начал в 1926 г. разрабатывать Э. Шредингер под названием «волновой механики». Таким образом, 1925-й год начинается напряженный и весьма результативный период разработки сначала формальных, а затем физических основ новой квантовой теории.

ФОРМИРОВАНИЕ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

1926 год был годом интенсивного развития новых идей. Уже 27 января этого года в редакцию журна-

ла «Annalen der Physik» поступила первая статья Э. Шредингера «Квантование как проблема собственных значений», в которой Шредингер, отправляясь от идей де Бройля, сводит задачу вычисления спектра водородного атома к нахождению собственных значений уравнения в частных производных

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{r^2} \right) \psi = 0.$$

23 февраля Шредингер прислал второе сообщение, в котором, исходя из оптико-механической аналогии Гамильтона, обосновал необходимость описания движения микрочастиц волновым уравнением

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (E - V)\psi = 0.$$

Проблема квантования сводится к математической задаче нахождения собственных значений этого уравнения. Таким методом Шредингер решает задачу гармонического осциллятора, ротатора с неподвижной осью, ротатора со свободной осью, нежесткого ротатора (модель двухатомной молекулы). Касаясь идей Гейзенберга, Борна, Иордана и Дирака, Шредингер отмечает, что их тенденция исключительно близка к развиваемому им направлению и, хотя метод Гейзенберга и Дирака кажется полностью отличным от развиваемого им метода, он надеется, что оба метода будут взаимно дополнять друг друга. В дальнейшем Шредингер посвящает вопросу об отношении механики Гейзенберга—Борна—Иордана к его волновой механике специальную статью, поступившую в журнал 18 марта 1926 г. В ней он доказывает математическую эквивалентность обоих методов. В третьем сообщении «Квантование как проблема собственных значений» Шредингер рассматривает теорию возмущений и эффект Штарка. Это сообщение поступило 10 мая 1926 г. Последнее сообщение на ту же тему поступило 21 июня 1926 г. Таким образом, в

течение первой половины 1926 г. были заложены основы волновой механики и с успехом применены к решению задач атомной физики. Однако смысл волновой функции ψ оставался неясным. Сам Шредингер в случае одного электрона принимал, что $\psi\bar{\psi}$, умноженное на заряд электрона, можно интерпретировать как объемную плотность заряда (плотность «электронного облака»). Эта интерпретация натолкнулась на непреодолимые трудности. М. Борн в том же году предложил вероятностную трактовку функции ψ , которая стала общепринятой. В зимний семестр 1925/26 г. Борн читал лекции в Массачусетском технологическом институте США по атомной механике и теории кристаллической решетки. Они были изданы под названием «Проблемы атомной динамики» сперва на английском, а несколько позже (оба издания вышли в 1926 г.) на немецком языке. Это была первая книга по атомной физике, основанная на новых идеях. Предисловие к английскому изданию датировано 22 января 1926 г. и заканчивается указанием на попытку Борна и Норберта Винера построить теорию аперриодических процессов с помощью общего «исчисления операторов». Эта совместная работа Винера и Борна была опубликована в физико-математическом журнале Массачусетского института и в 36-м томе «*Zeitschrift für Physik*» за 1926 г. С этой работы начинается применение теории линейных операторов в квантовой механике, которая оказалась наиболее подходящей для математического выражения новых идей. Когда в 1932 г. в Ленинграде вышел первый русский курс квантовой механики В. А. Фока, то он начинался с подробного изложения теории линейных операторов как математического аппарата квантовой механики. Таким образом, в 1926 г. было закончено построение формальных основ новой квантовой теории, создан ее математический аппарат и методы реше-

ния задач атомной физики, в том числе и приближенные методы Бриллюэна, Вентцеля, Крамерса и метод Борна в решении задач теории столкновений. Однако физическая сущность новых методов оставалась неясной. Начало физической интерпретации квантовой механики было положено знаменитой статьей Вернера Гейзенберга «О наглядном содержании квантотеоретической кинематики и механики», написанной в Копенгагене в институте теоретической физики под сильным влиянием Бора. Этой статьей, опубликованной в 43-м томе «*Zeitschrift für Physik*» за 1927 г., начинается цикл статей, освещающих принципиальные вопросы новой механики с позиций так называемой «копенгагенской школы». Ее содержание резюмируется самим автором следующим образом: «В предлагаемой работе сначала устанавливается точное определение слов: положение, скорость, энергия и т. д. (например, электрона), сохраняющих свое значение и в квантовой механике и показывается, что канонически сопряженные величины могут быть определены одновременно только с некоторой характеристической неопределенностью (§ 1). Эта неопределенность является действительной основой появления статистических связей в квантовой механике. Ее математическая формулировка достигается посредством теории Дирака—Иордана (§ 2). Исходя из полученных таким образом основных принципов, показывается, как можно понимать макроскопические процессы с точки зрения квантовой теории (§ 3). Для пояснения теории обсуждаются некоторые специальные мыслимые эксперименты».

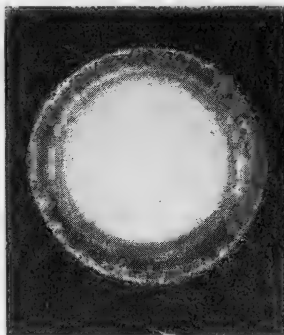
В этой работе Гейзенберга устанавливается, как видно из приведенного резюме, соотношение неопределенности

$$\Delta q \Delta p \sim h$$

(Гейзенберг здесь его пишет в виде $q \cdot p \sim h$), которое обсуждается на мысленных экспериментах. Этот

принцип неопределенности и выдвигается в качестве «физического ключа» к новым идеям. При корректуре Гейзенберг дал дополнение, в котором сообщил, что «новые исследования привели Бора к точке зрения, которая допускает существенное углубление и уточнение предпринятого в этой работе анализа квантомеханических связей». Бор указал Гейзенбергу на то, что им обойдены в работе важнейшие пункты. Суть дела, по Бору, заключается в том, что при толковании экспериментов приходится их выражать, с одной стороны, на языке корпускулярной теории, с другой, на языке волновой теории. Исследуя это обстоятельство, Бор в последующих работах выдвигает так называемый «принцип дополнительности», развитию которого он посвятил, начиная с 1927 г. и кончая последними выступлениями в своей жизни, целый ряд статей, лекций, выступлений. Защищаемая Бором, Гейзенбергом и другими представителями копенгагенской школы точка зрения на принципиальные основы квантовой механики, подверглась критике с самых различных точек зрения. Философские концепции копенгагенской школы, особенно в их первоначальном оформлении, во многом противоречили материализму и советские философы и физики критиковали их в ряде работ. Статистическое понимание микропроцессов казалось неприемлемым Эйнштейну, который атаковал позиции копенгагенцев на конгрессе физиков в Копенгагене в 1927 г. и в последующих выступлениях вплоть до 1953 г. Позже с критикой копенгагенской точки зрения выступили Луи де Бройль, Д. Бом, Л. Яноши, Ж. Вижье и др. Не имея возможности здесь излагать эти дискуссии, отсылаем читателя к соответствующей литературе.

Следует подчеркнуть, что трудности квантовой теории теснейшим образом связаны с корпускулярно-волновым дуализмом материи, впервые сформулированные де Бройлем. В 1927—1928 гг. гипотеза де Бройля



Дифракция электронов.

о волновых свойствах частиц была надежно подтверждена открытием дифракции электронов (Дэвиссон, Джермер, Г. П. Томсон).

Что касается приложений квантовой механики, то они положительно всеобъемлющи. Квантовая механика позволила решить проблемы атомной физики, включая и многоэлектронные атомы. Гейзенберг в работе 1926 г. «О спектрах атомных систем с двумя электронами» разгадал загадку двух систем термояда: орто- и парагелия, введя представление об *обменных силах*. Этим методом в дальнейшем была решена задача о молекуле водорода, которую, как мы видели, не смогла решить боровская теория. Присуждая в 1932 г. Гейзенбергу за открытие новой квантовой механики Нобелевскую премию, шведская академия наук отметила, что это открытие привело к открытию двух аллотропических форм водорода («орто- и параводорода»). Применение квантовой механики к проблеме химической связи было сделано Гейтлером и Кондоном в 1927 г. В следующем, 1928 г. Гамов, Кондон и Герни применили квантовую



Участники Сольвеевского конгресса 1927 г.
 В первом ряду: И. Лекгмюр, М. Планк, М. Кюри, Г. А. Лоренц, А. Эйнштейн, П. Ланжевен, Ш. Гюи, Ч. Вильсон, О. Ричардсон. Во втором ряду: П. Дебай, М. Кнудсен, У. Л. Брэгг, Г. А. Крамерс, П. Дирак, А. Комптон, Л. де Бройль, М. Борн, Н. Бор. В третьем ряду: А. Пиккар, Э. Генриот, П. Эренфест, Э. Герцен, Т. де Донде, Э. Шредингер, Э. Фершфельт, В. Паули, В. Гейзенберг, Р. Фаулер, Л. Бриллюэ.

механику к объяснению α -распада. Это было первое применение квантовой механики в ядерной физике.

В том же, 1928 г. Дирак решил проблему, которую не смог решить Шредингер, нашел релятивистское уравнение для электрона. Первые работы Дирака по теории электронов появились в феврале и марте 1928 г. Волновое уравнение для электрона, написанное Дираком, обладало важной особенностью. Из него вытекало существование спина, которого не было в нерелятивистском уравнении Шредингера. Оно давало тонкую структуру энергетических уровней водорода. Это был огромный успех новой квантовой теории. Правда, в теории Дирака была одна трудность, так называемая «плюс—минус трудность», заключавшаяся в том, что его уравнение допускало бесчисленное множество решений с отрицательной энергией. Но, как оказалось в дальнейшем, именно эта трудность привела к триумфу теории.

Итак, всего за три года (1926—1928) квантовая механика сформиро-

ровалась полностью как новая глава теоретической физики. Создателями новой квантовой теории Луи де Бройль, Вернер Гейзенберг, Эрвин Шредингер, Поль Дирак, Макс Борн в разное время были удостоены Нобелевской премии.

Нобелевской премии были удостоены Дэвиссон и Г. П. Томсон, получившие дифракцию электронов.

В создании квантовой механики принимали активное участие и молодые советские физики, в особенности В. А. Фок, развивший в 1930 г. предложенный в 1927 г. метод самосогласованного поля Хартри, вошедший в историю науки как метод Хартри—Фока. Большой вклад внес Фок в теорию квантовых полей. Ему принадлежит первый советский учебник по квантовой механике, вышедший в 1932 г.

РАЗВИТИЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

С 1930 г. начинается интенсивное развитие ядерной физики, подготавливавшееся еще в предыдущие годы. С этого времени начинает разви-

ваться техника ускорения частиц. Уже в 1929 г. Кокрофт и Уолтон получили с помощью умножителя напряжений протоны в 300 000 в, а в 1931 г. осуществили искусственное расщепление лития с помощью ускоренных протонов. В 1931 г. Слоан и Лоуренс построили высокочастотный линейный ускоритель, и в том же году ван де Грааф построил электростатический ускоритель на 1,5 Мэв. В том же, 1931 г. Лоуренс построил первый циклический ускоритель — *циклотрон*, основанный на идее, высказанной им и Эдлефсеном на собрании Академии наук в Берлине в сентябре 1930 г. Таким образом, 1930—1931 гг. являются началом развития ускорителей, сыгравших такую важную роль в истории ядерной физики и техники. 1932 год вошел в историю ядерной физики как год открытия нейтрона, позитрона и создания протонно-нейтронной модели ядра.

Драматическая история открытия нейтрона начинается с исторической беккеровской лекции Резерфорда 1920 г. и экспериментальных поисков нейтрона в газовом разряде. В 1930 г. Фурнье высказал идеи о структуре ядра, согласно которым одним из «кирпичиков ядра» являются частицы с массой, равной единице и нулевым зарядом.* Интересным совпадением является тот факт, что в этом же, 1930 г. Боте и Беккер открыли проникающее излучение, возникающее при бомбардировке α -лучами полония некоторых легких элементов (бериллия, бора, фтора). Через два года Ирен Кюри и Фредерик Жолио показали, что излучение Боте и Беккера способно выбивать энергичные протоны из водородсодержащих веществ (парафина). 10 мая 1932 г. Дж. Чедвик опубликовал работу, в которой показал, что в состав проникающего излучения Боте—Беккера входят

нейтроны, способные при столкновениях с ядрами водорода сообщать им большую энергию, что полностью объясняет опыты Жолио-Кюри. Оценка массы нейтрона, произведенная Чедвиком, показала, что она имеет порядок массы протона. Следует отметить, что первоначальная информационная заметка Чедвика была опубликована в «Nature» 27 февраля 1932 г. В том же, 1932 г. был открыт позитрон. Открытие позитрона явилось блестящим триумфом новой квантовой теории. Волновое уравнение для электрона, полученное Дираком, как уже говорилось выше, допускало существование решений с отрицательной энергией. Дирак высказал гипотезу, что «почти все состояния с отрицательной энергией заняты, причем в каждом состоянии находится только один электрон в согласии с правилом Паули. Незаполненное состояние с отрицательной энергией представится нам как нечто с положительной энергией, потому что для того, чтобы оно исчезло, т. е. заполнилось, необходимо внести туда один электрон с отрицательной энергией». Дирак считал, что эти «дырки» в фоне электронов с отрицательной энергией будут протонами. Ввиду большого различия в массах протона и электрона такая интерпретация казалась маловероятной и гипотеза Дирака не получила поддержки физиков.

Но здесь появляется на сцену эксперимент, поставленный совершенно независимо от теории Дирака и по совершенно другому поводу. Советский физик Д. В. Скобельцын впервые применил для исследования космических лучей камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле. Уже в 1931 г. ему удалось получить группу быстрых заряженных частиц, среди которых был и положительный электрон, однако поле, применяемое Скобельцыным (2000 гаусс), было недостаточно, чтобы с уверенностью судить о природе частиц.

Американский физик Карл Дэвид Андерсон, применяя более

* И. и Ф. Жолио-Кюри называют в числе лиц, высказывавших идею нейтрона еще до Резерфорда, ряд ученых: Нериста, У. Г. Брэгга и Д. И. Менделеева.



Э. Ферми.

сильное поле и поместив в камеру свинцовую пластинку для определения направления движения частиц, в 1932 г. получил отчетливую фотографию положительного электрона. Английские физики Блеккет и Оккалини, применив счетчики Гейгера, включенные по схеме совпадения для автоматического управления камерой, получили фотографии групп заряженных частиц электронов и позитронов (так стали называть положительные электроны), и в 1933 г. Дирак констатировал, что «недавние опыты с позитронами (положительно заряженными электронами) дают экспериментальное подтверждение... моей старой теории об электронных состояниях с отрицательной кинетической энергией, и что эта теория таким образом предсказала существование позитронов».

Супруги Ирен Кюри и Фредерик Жолио экспериментально доказали существование пар позитрон—электрон, возникающих согласно теории Дирака при «материализации» фотонов.

Все эти замечательные открытия оживленно обсуждались на Первой Всесоюзной конференции по атом-

ному ядру, состоявшейся 24—30 сентября 1933 г. в Ленинградском физико-техническом институте. В конференции приняли участие Дирак, Жолио, Ф. Перрен, Разетти, Грей, Вейскопф, Скобельцын, Фок, Френкель, Иваненко, Фриш, Тамм и другие зарубежные и советские физики. Одним из центральных моментов конференции было обсуждение модели ядра.

Сразу же после опубликования заметки Чедвика о нейтроне в номере «Nature» от 27 февраля 1932 г. советский физик Д. Д. Иваненко опубликовал в номере от 28 мая того же журнала заметку о возможной модели ядра, в которой одним из структурных элементов ядра является нейтрон. Иваненко указал, что такое предположение сразу решает вопрос о так называемой «азотной катастрофе». Вскоре протонно-нейтронная модель была предложена В. Гейзенбергом, опубликовавшим в июне месяце большую статью по этому вопросу. Однако модель Иваненко—Гейзенберга не сразу была принята физиками и еще осенью 1933 г. продолжались дискуссии о возможной модели ядра. На Ленинградской конференции по атомному ядру Ф. Перрен обсуждал три конкурирующие модели:

1. Старая система протон—электрон. В этой системе нейтрон рассматривается как сложная частица, образованная соединением протона с отрицательным электроном.

2. Система нейтрон—позитрон, в которой протон рассматривается как сложная частица, образованная соединением нейтрона с позитроном.

3. Система протон—нейтрон, в которой обе частицы рассматриваются как элементарные.

Эта дискуссия показала, с каким трудом пробивала дорогу мысль, что электронов в ядре нет, что они *рождаются* в процессе ядерных превращений. Эта идея была высказана Дираком еще в 1930 г., но не встре-

тила никакой поддержки и была за-консервирована. Теперь эта мысль получила полное подтверждение и была кратко сформулирована Д. Иваненко в виде тезиса: *в ядре имеются только тяжелые частицы* и далее: «Появление электронов, позитронов и пр. следует трактовать как своего рода рождение частиц, по аналогии с излучением светового кванта, также не имевшего индивидуального существования до испускания из атома». Вместе с тем обе структурные частицы ядра «должны, по-видимому, обладать *одинаковой степенью* элементарности в том смысле, что и нейтрон может распадаться на протон и электрон». Развитие ядерной физики подтвердило справедливость этих фундаментальных идей.

На конференции говорилось также и о новой гипотетической частице, предложенной В. Паули в 1933 г. для объяснения нарушения закона сохранения энергии при β -распаде и названной по предложению Ферми «нейтрино». Как видно из дискуссии, гипотеза нейтрино была встречена с недоверием, но уже в следующем, 1934 г. Ферми с большим успехом использовал эту гипотезу при разработке теории β -распада.

1934 год был важным годом в истории физики ядра. И. Е. Тамм, а также Д. Д. Иваненко высказали плодотворную идею о том, что ядерные силы обусловлены обменом частицами между нуклонами. Однако расчеты показали, что электроны и позитроны не могут быть ответственны за ядерные взаимодействия, и в следующем, 1935 г. японский физик Х. Юкава, развивая идеи Тамма и Иваненко, ввел гипотезу *мезонов*. Далее, в 1934 г. И. Кюри и Ф. Жолио открыли *искусственную радиоактивность* при бомбардировке некоторых элементов α -частицами. Продолжая эти исследования, Э. Ферми показал, что бомбардировка нейтронами вызывает искусственную радиоактивность в тяжелых элементах. Им же был открыт эффект замедления нейтронов. Продолжая



И. В. Курчатов.

свои исследования, Ферми пытался получить трансурановые элементы. Однако полученные им результаты оказались необычно запутанными и подвергались критике. Только в конце 1938 г. Ган и Штрассман показали, что бомбардировка урана нейтронами приводит к новому типу ядерных реакций — *делению урана*. С этого момента история ядерной физики переходит в новую фазу, фазу борьбы за овладение ядерной энергией. Начало этой фазы оказалось роковым образом переплетенным со второй мировой войной, которая наложила свой трагический отпечаток на одно из величайших научно-технических достижений XX в. В США работы по овладению атомной энергией велись в поисках нового вида разрушительного оружия под эгидой военных. В этих работах участвовала большая группа видных американских и европейских физиков. Первая цепная реакция была осуществлена в Чикаго 2 декабря 1942 г. группой физиков, инженеров и техников, работавшей под руководством Энрико Ферми. Работами по созданию атомной бомбы руководил американский физик Роберт Оппенгеймер. Первый испытательный взрыв бомбы произо-

шел в пустыне в районе Аламогордо утром 16 июля 1945 г. 6 августа того же года атомная бомба была сброшена на Хиросиму, 9 августа — на Нагасаки. Мир вступил в атомную эру.

В СССР работы над атомной энергией начались в 1943 г. под руководством выдающегося советского ученого Игоря Васильевича Курчатова. В трудных условиях небывалой войны советские ученые решали сложнейшие научные и технические задачи, связанные с овладением атомной энергией. 25 декабря 1946 г. под руководством И. В. Курчатова впервые на континенте Европы и Азии была осуществлена цепная реакция. В Советском Союзе началась и эра мирного атома. 27 июня 1954 г. в подмосковном городе Обнинске вошла в строй первая в мире атомная электростанция, а вскоре за ней последовали и другие, более мощные.

Открытие атомной энергии явилось результатом напряженной работы физиков всего мира, искавших разгадки атомных законов. Теория

относительности, квантовая механика, физика ядра, электроника и радиофизика внесли свой вклад в это величайшее научно-техническое достижение человечества. Но это величайшее достижение человеческого разума явилось миру в ужасном облике Хиросимы и Нагасаки, как акт величайшего варварства. Перед человечеством встала грозная дилемма: быть или не быть. Борьба за мир и социальный прогресс ныне стала насущной задачей человечества.

* * *

Этот беглый взгляд, брошенный на последующее развитие науки, показывает, насколько важным не только в истории науки, но и в истории человечества был рассмотренный нами в настоящем томе период первой четверти XX в. развития физики. В этот период рождались важнейшие идеи и методы современной физики, оказавшие в своем дальнейшем развитии огромное влияние на материальный и духовный прогресс современного общества.

Классики марксизма-ленинизма

К. Маркс и Ф. Энгельс. Соч., изд. 2, т. 20. М., Госполитиздат.

В. И. Ленин. Материализм и эмпириокритицизм. Полн. собр. соч., т. 18. М., Госполитиздат.

В. И. Ленин. Философские тетради. Полн. собр. соч., т. 29. М., Госполитиздат.

В. И. Ленин. О значении воинствующего материализма. Полн. собр. соч., т. 45. М., Госполитиздат.

Труды деятелей физической науки

В. К. Аркадьев. Избранные труды. М., Изд-во АН СССР, 1961.

Ф. Астон. Масс-спектры и изотопы. М., ИЛ, 1948.

С. Я. Богуславский. Избранные труды по физике. М., Физматгиз, 1961.

Н. Бор. Три статьи о спектрах и строении атома. М.—Л., ГИЗ, 1929.

Н. Бор. Избранные научные труды. т. I. М., «Наука», 1970.

Н. Бор. Атомная физика и человеческое познание. М., ИЛ, 1961.

М. Борн. Строение материи. II., «Научное книгоиздательство», 1922.

М. Борн. Лекции по атомной механике. т. I. Х.—К., ГНТИУ, 1934.

М. Борн. Современная физика. Л.—М., ОНТИ, 1934.

Луи де Бройль. Введение в волновую механику. Х.—К., ГНТИУ, 1934.

Луи де Бройль. Волны и кванты. Кванты света, дифракция и интерференция. Кванты, кинетическая теория газов и принцип Ферми. УФН, 93, вып. I, сентябрь, 1967, стр. 178—183.

У. Г. Брэгг и У. Л. Брэгг. Рентгеновские лучи и строение кристаллов. М.—Л., ГИЗ, 1929.

С. И. Вавилов. Собрание сочинений, т. 1—4. М., Изд-во АН СССР, 1954—1956.

Ч. Вильсон. Способ обнаружения путей ионизирующих частиц в газах и некоторые результаты, полученные при посредстве этого способа. «Новые идеи в физике». Сб. 7. Природа положительных и рентгеновских лучей. СПб., изд-во «Образование», 1914, стр. 1—26.

В. Вин. О законах теплового излучения. «Новые идеи в физике». Сб. 6. Природа теплоты. СПб., изд-во «Образование», 1913, стр. 104—123.

Ю. В. Вульф. Избранные работы по кристаллофизике и кристаллографии. М.—Л., ГТТИ, 1952.

В. Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории. Л.—М., ГТТИ, 1932.

Дж. В. Гиббс. Основные принципы статистической механики. М.—Л., ГТТИ, 1946.

А. А. Глаголева-Аркадьева. Собрание трудов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1948.

Поль Адриан Морис Дирак. Основы квантовой механики. М.—Л., ГТТИ, 1932.

Ф. Жолио-Кюри. Избранные труды. Фредерик и Ирен Жолио-Кюри. Совместные труды. М., Изд-во АН СССР, 1957.

А. Зоммерфельд. Строение атома и спектра, ч. I, пер. А. Ф. Иоффе и П. И. Лукирского. М.—Л., ГИЗ, 1926.

А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры, т. I. М., ГТТИ, 1956.

А. Ф. Иоффе. Фотоэлектрический эффект. «Новые идеи в физике». Сб. 4. СПб., изд-во «Образование», 1912, стр. 95—138.

А. Ф. Иоффе. Физика кристаллов. М.—Л., ГИЗ, 1929.

Пьер Кюри. Избранные труды. М.—Л., «Наука», 1966.

Мария Кюри. Радиоактивность. М.—Л., ГТТИ, 1947.

М. Склодовская-Кюри. Радий и радиоактивность. М., изд-во «Творческая мысль», 1905.

И. В. Курчатов. Расщепление атомного ядра. Л.—М., ОНТИ, 1935.

Л. Д. Ландау. Собрание трудов, т. I—II. М., «Наука», 1969.

П. П. Лазарев. Сочинения, т. 2. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950.

П. Ланжевэн. Избранные произведения. М., ИЛ, 1949.

П. Ланжевэн. Избранные труды. М., Изд-во АН СССР, 1960.

П. Н. Лебедев. Собрание сочинений. М., Изд-во АН СССР, 1963.

Н. И. Лобачевский. Три сочинения по геометрии. М., ГТТИ, 1956.

Г. А. Лоренц. Теории и модели эфира. М.—Л., ОНТИ, 1936.

- Г. А. Лоренц. Лекции по термодинамике. М.—Л., ГТТИ, 1946.
- Г. А. Лоренц. Теория электронов и ее применения к явлениям света и излучения. М., ГТТИ, 1955.
- Г. А. Лоренц, А. Эйнштейн, Г. Минковский. Принцип относительности. М.—Л., ОНТИ, 1935.
- А. А. Майкельсон. Световые волны и их применения. Одесса, изд-во «Матезис», 1912.
- Л. И. Мандельштам. Полное собрание трудов, т. 1—5. М., Изд-во АН СССР, 1948—1955.
- Д. И. Менделеев. Периодический закон. Серия «Классики естествознания». М.—Л., ГИЗ, 1926.
- Р. Милликен. Электрон, пер. В. А. Фока, под ред. С. И. Вавилова, М., ГИЗ, 1924.
- Р. Милликен. Электроны (+ и —), протоны, фотоны и космические лучи. М.—Л., ОНТИ, 1939.
- Г. Минковский. Пространство и время. СПб., изд-во «Физика». 1911. (См.: Лоренц, Пуанкаре, Эйнштейн. Принцип относительности).
- В. А. Михельсон. Собрание сочинений, т. 1. М., изд-во «Новый агроном», 1930.
- В. Нернст. Теоретические и опытные основания нового теплового закона. М.—Л., ГИЗ, 1929.
- В. Паули. Теория относительности. М.—Л., ГТТИ, 1947.
- В. Паули (ред.). Нильс Бор и развитие физики. Сборник, посвященный Нильсу Бору в связи с его семидесятилетием. М., ИЛ, 1958.
- В. Паули. Статьи последних лет. См.: «Теоретическая физика XX века». Сб. памяти Паули.
- Ж. Перрен. Броуновское движение и молекулы. «Новые идеи в физике», вып. 1. Строение вещества. СПб., изд-во «Образование», 1911.
- Ж. Перрен. Атомы, пер. И. А. Соколова. Серия «Современные проблемы естествознания», М., ГИЗ.
- Макс Планк. Теоретическая физика. СПб., изд-во «Образование», 1911.
- Макс Планк. О новых термодинамических теориях. «Новые идеи в физике». Сб. 6. Природа теплоты. СПб., изд-во «Образование», 1913.
- Макс Планк, Анри Пуанкаре. Новейшие теории в термодинамике (Теорема теплоты Нернста и гипотеза квант). СПб., изд-во «Физика», 1913.
- М. Планк. Природа света. П., Научное химико-техническое издательство, 1922.
- М. Планк. Теория теплового излучения. Л.—М., ОНТИ, 1935.
- М. Планк. Единство физической картины мира. М., «Наука», 1966.
- Э. Резерфорд. Бомбардировка атомов и разложение азота. П., «Научное книгоиздательство», 1920.
- Э. Резерфорд. Строение атома и искусственное разложение элементов. М.—П., ГИЗ, 1923.
- В. К. Рентген. О новом роде лучей. М.—Л., ГТТИ, 1932.
- Б. Риман. Сочинения. М.—Л., ГТТИ, 1933.
- Д. С. Рождественский. Дисперсия и поглощение света в диэлектриках. «Новые идеи в физике». Сб. 5. Природа света, СПб., изд-во «Образование», 1912, стр. 55—110.
- Д. С. Рождественский. Работы по аномальной дисперсии в парах металлов. М., Изд-во АН СССР, 1951.
- Д. С. Рождественский. Спектральный анализ и строение атомов. «Труды ГОИ», т. 1, ч. 6. П., ГИЗ, 1920.
- А. Эйнштейн, М. Смолуховский. Броуновское движение. М., ОНТИ, 1936.
- М. Смолуховский. Исследование о броуновском движении в молекулярной статистике. Сб. «Второе начало термодинамики», под ред. А. К. Тимирязева. М.—Л., ГТТИ, 1934.
- Ф. Солдья. Радий и его разгадка. Одесса, изд-во «Матезис», 1910.
- Дж. Дж. Томсон. Корпускулярная теория вещества. Одесса, изд-во «Матезис», 1910.
- Дж. Дж. Томсон. Лучи положительного электричества. «Новые идеи в физике». Сб. 7. Природа положительных и рентгеновских лучей. СПб., изд-во «Образование», 1914.
- Дж. Дж. Томсон. Электричество и материя. М.—Л., ГИЗ, 1928.
- Н. А. Умов. Собрание сочинений, т. 3. М., изд-во об-ва им. Ленендцова, 1916.
- Н. А. Умов. Избранные произведения. М.—Л., ГТТИ, 1950.
- К. Фаянс. Радиоактивность. М., ГИЗ, 1922.
- Э. Ферми. Ядерная физика. М.—Л., ИЛ, 1951.
- Э. Ферми. Лекции по ядерной физике. М., ИЛ, 1952.
- Э. Фрейндлих. Основы теории тяготения Эйнштейна. М.—Л., ГИЗ, 1924.
- Я. И. Френкель. Строение материи, ч. 1. Расчленение материи. П., изд-во «Сеятель», 1923; ч. 2. Сочленение материи; вып. 1. Природа света и экспериментальное исследование законов сочленения материи. П., изд-во «Сеятель», 1924; вып. 2. Квантовая теория сочленения материи. П., изд-во «Сеятель», 1924.
- Я. И. Френкель. Принципы квантовой динамики Бора. «Новые идеи в физике». Сб. 9. Строение атома. Л., изд-во «Образование», 1924.
- Я. И. Френкель. Собрание избранных трудов, т. 2. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1958.
- А. А. Фридман. Избранные труды. М., «Наука», 1966.
- А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, т. 1. М., «Наука», 1965; т. 2. М., «Наука», 1966; т. 3. М., «Наука», 1966; т. 4. М., «Наука», 1967.

M. Abraham und A. Föppl. Theorie der Elektrizität. Bd. I. Einführung in die Maxwell'sche Theorie der Elektrizität. Aufl. 7. Leipzig, Berlin, 1923.

M. Abraham. Theorie der Elektrizität. II. Bd. 2. Elektromagnetische Theorie der Strahlung. Aufl. 5. Leipzig, Berlin, 1922.

L. Boltzmann. Populäre Schriften. Leipzig, 1905.

Niels Bohr. On the constitutions of Atoms and Molecules. Copenhagen, New York, 1963.

Niels Bohr. Abhandlungen über Atomen aus den Jahren 1913—1914. Braunschweig, 1921.

Niels Bohr. Über den Bau der Atome. Aufl. 3, Berlin, 1925.

Max Born. Probleme der Atomdynamik. Berlin, 1926.

W. H. Bragg. Studies in Radioactivity. London, 1912.

Arthur William Conway. Selected papers. Dublin, 1953.

Peter J. W. Debye. The collected papers. New York, 1959.

Paul Ehrenfest. Collected scientific papers, ed. by Martin J. Klein. Amsterdam, 1959.

W. Friedrich, P. Knipping, M. Laue. Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen. Leipzig, 1955.

Friedrich Hund. Linienspektren und periodisches System des Elements. Berlin, 1927.

W. Heisenberg. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinetik und Mechanik. Zeitschrift für Physik Bd. 43, 1927, pp. 172—198.

Joseph Larmor. Aether and matter. Cambridge University Press, 1900.

M. v. Laue. Die Relativitätstheorie. Bd. I. Aufl. 4, Braunschweig, 1921.

H. A. Lorentz. Collected papers. Vol. I—IX. The Hague, 1935—1939.

H. A. Lorentz. Lectures on theoretical physics. Vol. I. Aether theories and aether models. Kinetical problems. 1927. Vol. II. Thermodynamics. Entropy and probability. The theory of radiation. The theory of quanta. 1927. Vol. III. Maxwell's theory. The principle of relativity for uniform translations. London, 1931.

Walther Ritz. Gesammelte Werke. Paris, 1911.

Arnold Sommerfeld. Atombau und Spectrallinien. Aufl. 4. Braunschweig, 1924.

E. Schrödinger. Abhandlungen zur Wellenmechanik. Leipzig, 1927.

J. J. Thomson. Conduction of electricity through gases. Cambridge University Press, 1903.

J. J. Thomson. Rays of positive electricity and their application to chemical analyses. London, New York, Bombay and Calcutta, 1913.

E. Rutherford. Collected papers. Vol. I—III. New Zealand, Montreal, Cambridge, Manchester.

The Collected papers of Lord Rutherford of Nelson. Published under the scientific

direction of Sir James Chadwick. Vol. I. New Zealand. Cambridge, Montreal, New York, 1962. Vol. II. Cambridge, London 1963. Vol. III. Cambridge, London, 1965.

Книги и материалы по истории физики

Л. А. Арцимович (гл. ред.). Развитие физики в СССР. В двух книгах. Серия «Советская наука и техника за 50 лет». М., «Наука», 1967.

«Атомное ядро». Сборник докладов I Всесоюзной ядерной конференции. Л.—М., ГТТИ, 1934.

А. Беккерель. О новом свойстве материи, называемом радиоактивностью. «Труды Института истории естествознания и техники АН СССР», т. 19 (Том посвящен памяти Пьера Кюри). М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 139—157.

П. Бикар. Фредерик Жолио-Кюри и атомная энергия. М., Госатомиздат, 1962.

Н. Бор. Воспоминания об Э. Резерфорде — основоположнике науки о ядре. Дальнейшее развитие его работ. УФН, 80, вып. 2, июнь, 1963 (Выпуск посвящен памяти Нильса Бора), стр. 215—250.

Н. Бор. Жизнь и творчество. Сборник статей. М., «Наука», 1967.

М. Борн. Физика в жизни моего поколения. М., ИЛ, 1963.

Луи де Бройль. По тропам науки. М., ИЛ, 1962.

Луи де Бройль. Революция в физике. М., Госатомиздат, 1963.

Е. А. Будрейко. О двух малоизвестных работах Стонея. «Труды Института истории естествознания и техники АН СССР», т. 17. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 493—497.

С. Гаудсмит. Открытие спина электрона. УФН, 43, вып. 1, сентябрь, 1967, стр. 151—158.

Ф. Гернек. Альберт Эйнштейн. М., «Прогресс», 1966.

С. Глессстон. Атом. Атомное ядро. Атомная энергия, пер. под ред. акад. Л. А. Арцимовича. М., ИЛ, 1961.

И. Н. Головин. И. В. Курчатов. М., Атомиздат, 1967.

А. Т. Григорьян и Л. С. Полак (ред.). Очерки развития основных физических идей. М., Изд-во АН СССР, 1959.

Бернард Джефф. Майкельсон и скорость света. М., ИЛ, 1963.

В. М. Дуков. Электрон. М., «Просвещение», 1966.

К. Зелиг. Альберт Эйнштейн. М., «Мир», 1960.

А. Ф. Иоффе. Встречи с физиками. М., Физматгиз, 1960.

Г. Кайзер. Современное развитие спектроскопии. Одесса, изд-во «Матезис», 1910.

К. А. Капустинская. Анри Беккерель. М., Атомиздат, 1965.

Эжени Коттон. Семья Кюри и радиоактивность. М., Атомиздат, 1964.

П. С. Кудрявцев и И. Я. Конфедератов. История физики и техники, изд. 2. М., «Просвещение», 1965.

Б. Г. Кузнецов. Эйнштейн. М., Изд-во АН СССР, 1962.

Мария Кюри. Пьер Кюри. Перевод М. П. Шаскольской под ред. И. М. Франка. М., «Наука», 1968.

М. Лауэ. История физики. М., ГТТИ, 1956.

П. Лятивль. Энрико Ферми. М., Атомиздат, 1956.

А. Мошковский. Альберт Эйнштейн. Беседы с Эйнштейном о теории относительности и общей системе мира. М., изд-во «Работник просвещения», 1922.

Р. Мур. Нильс Бор — человек и ученый. М., «Мир», 1969.

«Новые идеи в физике». Непериодическое издание, выходящее под ред. заслуженного профессора К. И. Борзмана, СПб., изд-во «Образование».

Вып. 1. Строение вещества, 1911; сб. 2. Эфир и материя, 1911; сб. 3. Принцип относительности, 1914; сб. 4. Действия света, 1912; сб. 5. Природа света, 1912; сб. 6. Природа теплоты, 1913; сб. 7. Природа положительных и рентгеновых лучей, 1914, под ред. А. Ф. Иоффе. Пг., изд-во «Образование»; сб. 8. Строение атома, I, 1923; сб. 9. Строение атома, II, 1923; сб. 10. Строение атома, III, 1924; сб. 11. Новое в области магнетизма. Л., изд-во «Образование», 1924.

«Очерки истории радиотехники». М., Изд-во АН СССР, 1960.

М. Планк. 1858—1958. Сборник к столетию со дня рождения Макса Планка, под ред. А. Ф. Иоффе и А. Т. Григорьяна. М., Изд-во АН СССР, 1958.

М. Соминский. Абрам Федорович Иоффе. М.—Л., «Наука», 1964.

Б. И. Спасский. История физики, ч. 2. Изд-во Московского университета, 1964.

Вильям Сибрук. Роберт Вуд. М., Физматгиз, 1960.

О. А. Старосельская-Никитина. История радиоактивности и возникновение ядерной физики. М., Изд-во АН СССР, 1963.

О. А. Старосельская-Никитина. Поль Ланжевен. М., Физматгиз, 1962.

О. А. Старосельская-Никитина. Резерфорд. М., «Наука», 1967.

«Теоретическая физика XX века». Сб. памяти В. Паули. М., ИЛ, 1962.

«Труды Института истории естествознания и техники АН СССР. История физико-математических наук». М., Изд-во АН СССР, т. 1, 1954; т. 2, 1955; т. 10, 1956; т. 15, 1956; т. 17, 1955; т. 19, 1957; т. 22, 1959; т. 28, 1959; т. 34, 1960; т. 43, 1961.

«История и методология естественных наук», изд. Московского университета, вып. 1. Физика, 1960; вып. 2. Физика, 1963; вып.

3. Физика, 1965; вып. 6. Физика, 1968; вып. 7. Астрономия. Радиофизика, 1968.

У. И. Франкфурт. Очерки по истории специальной теории относительности. М., Изд-во АН СССР, 1961.

М. Шаскольская. Фредерик Жолио-Кюри. Серия «Жизнь замечательных людей». М., «Молодая гвардия», 1959.

Э. В. Шпольский. Очерки истории развития советской физики. М., «Наука», 1917—1967.

Р. Шэнкленд. Беседы с Альбертом Эйнштейном. УФН, 87, вып. 4, декабрь, 1965, стр. 711—722.

Д. Юз. История нейтрона. М., Атомиздат, 1967.

О. Д. Хвольсон. Курс физики. Том дополнительный. Физика, 1914—1925, т. I. Л., ГИЗ, 1926; ч. 2, М.—Л., 1926.

A. Einstein. *Philosopher — scientist*. Evanston, 1949.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. 1—7. Berlin, 1922—1928.

W. Gerlach. *Materie, Elektrizität, Energie*. Grundlagen und Ergebnisse der experimentellen Atomforschung. Zweite erweiterte Auflage. Dresden und Leipzig, 1926.

“A history of the Cavendish laboratory. 1871—1910.” London, New York, Bombay and Calcutta, 1910.

Die Naturwissenschaften. Bd. 11, Heft 27. 6. Juli 1923. Die ersten zehn Jahre der Theorie von Niels Bohr über den Bau der Atome.

Die Naturwissenschaften. Bd. 17, Heft 26. 28. Juni, 1929. Max Plank zur Feier seines Goldenen Doktorjubiläums.

Max Planck. *Festschrift*, 1958. Berlin. VEB Deutschen Verlag der Wissenschaften.

J. J. Thomson. *Recollections and Reflections*. London, 1936.

Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität gehalten in Göttingen auf Einleitung der Kommission der Wolfskehlstiftung. Leipzig und Berlin, 1914.

E. Warburg (Redaktion Physik. Die Kultur der Gegenwart. Teil. 3. Mathematik. Naturwissenschaften. Medizin. Abt. 3. Anorganische Naturwissenschaften. Bd. 1. Leipzig und Berlin, 1915.

Sir Edmund Whittaker. *A history of the theories of aether and electricity. The modern theories. 1900—1926*. London, Edinburgh, Paris, Toronto and New York, 1953.

La theorie du rayonnement et les quanta. Rapports et discussions du Conseil de Physique... 1911. Paris, 1912.

La structure de la matière. Rapports et discussions du Conseil de Physique... 1913. Paris, 1921.

Atomes et Electrons. Rapport et discussion du Conseil de Physique... 1921. Paris, 1923.

- Аббе (Abbe) Эрнст (1840—1905) 303, 304, 339
- Абрагам (Abraham) Макс (1875—1922) 40—42, 44, 52—54, 70, 85, 87, 363, 364.
- Авенариус (Avenarius) Рихард (1843—1896) 271, 273
- Авогадро (Avogadro) Амедео (1776—1856) 103, 106, 117, 126, 148, 228, 262
- Акулов А. И. 283
- Акулов Николай Сергеевич (р. 1900 г.) 289
- Альтберг Вольдемар Вильгельм Яковлевич (1877—1942) 277, 307
- Ампер (Ampère) Андре Мари (1775—1836), 258
- Андерсон (Anderson) Карл Дэвид (р. 1905) 360, 408
- Андреев Николай Николаевич (р. 1880) 289
- Андронов Александр Александрович (1901—1952) 312
- Анри Виктор Алексеевич (1872—1940) 104
- Антонов Г. Н. 137, 139, 217
- Аристотель (384—322 до н. э.) 59, 81
- Аркадьев Владимир Константинович (1884—1953) 281, 284—289, 314, 341
- Армстронг (Armstrong) Эдвин Говард (1890—1954) 128, 129
- Аррениус (Arrhenius) Сванте (1859—1927) 279
- Астон (Aston) Фрэнсис Уильям (1877—1945) 135, 193, 195, 197, 339, 341—346
- Афанасьева-Эренфест Т. А. (1876—1964) 99, 100, 330
- Баейер (Baeyer) Отто (1877—1946) 127, 128
- Бак (Bask) Эрнст (р. 1881) 264, 382, 386, 387
- Бальмер (Balmer) Иоганн Якоб (1825—1893) 167, 168, 210—213, 220, 221, 229, 233, 317, 391
- Бар (Bahr) фон Ева 214
- Баркгаузен (Barkhausen) Генрих Георг (1881—1956) 162, 311, 312
- Баркла (Barkla) Чарльз Гловер (1874—1944) 10, 113, 146, 147, 173, 202, 203, 369
- Барнет (Barnett) Самуэль Джэксон (р. 1873) 263, 386
- Бартолин (Bartholin) Эразм (1625—1698) 236
- Бачинский Алекссй Иосифович (1877—1944) 100
- Бевэн (Beven) П. В. (1875—1913) 213, 214
- Бегеман (Begeman) Л. 122
- Беккер (Becker, H.) 407
- Беккерель (Becquerel) Анри (1852—1908) 10, 12, 112, 115, 135, 140, 193, 264
- Беккерель (Becquerel) Жан (1878—1953) 275
- Бельтрами (Beltrami) Евгений (1835—1900) 63
- Бёмон (Bémont) Ж. 110
- Бергман (Bergmann) А. 363, 383
- Беркли (Berkley) Джордж (1685—1753) 60, 271
- Бернулли (Bernoulli) Даниил (1700—1782) 99, 260
- Бернулли (Bernoulli) Иоган (1667—1748) 11
- Берцелиус (Berzelius) Иёнс Якоб (1779—1848), 18
- Бестельмейер (Bestelmeyer) Адольф (р. 1875) 54
- Блау (Blau) Мариетта (р. 1894) 358
- Блейк (Blake, F. C.) 366
- Блондло (Blondlot) Рене Проспер (1849—1930) 140, 200
- Блэккет (Блекет, Blackett) Патрик Мейнард Стюарт (р. 1897 г.) 355, 408
- Богуславский Сергей Анатольевич (1883—1923) 128
- Бодашевский (Bodaszewski) 106
- Бозе (Bose) Шатъендранат (р. 1892) 296, 396—398
- Бойс (Boys) Чарльз Вернон (1855—1944) 280
- Болтвуд (Boltwood) Бертран Борден (1890—1927) 138, 139, 357
- Болцман (Boltzmann) Людвиг (1844—1906) 7, 15, 66, 67, 97—101, 104, 107, 108, 148, 149, 152—155, 164, 167, 168, 175, 178, 238, 242, 254, 259, 275, 283, 325, 330, 331, 333, 366
- Большаи (Bolyai) Вольфганг 61
- Большаи (Bolyai) Янош (1802—1860) 61, 63
- Бом (Bohm) Д. 405
- Бор (Bohr) Нильс (1885—1962) 7—12, 31, 33, 35, 114, 141, 144, 162, 183, 192, 193, 208—210, 212, 215—235, 262, 263, 293, 314, 316, 317, 321—323, 325, 331, 333, 335—338, 341, 346, 361—367, 372—382, 385, 387—391, 393—396, 398, 399, 404—406.
- Боргман Иван Иванович (1849—1914) 139
- Борман (Bormann) Елизабет 367
- Борн (Born) Макс (1882—1970) 12, 17, 46, 78, 156, 164, 237, 240, 242, 243, 245, 264, 336, 338, 367, 372—374, 383, 384, 389, 401—404, 406
- Бороловский Василий Андреевич (1878—1914) 114, 139
- Боте (Bothe) Вальтер (1891—1957) 370, 394, 407
- Боуэн (Bowen, T. S.) 359
- Браве (Bravais) Огюст (1811—1863) 203, 237
- Брадлей (Bradley) Джемс (1693—1727) 28
- Бранли (Branly) Эдуард (1859—1927) 312
- Браун (Braun) Карл Фердинанд (1850—1918) 10, 111, 128, 129, 298, 299, 307, 308, 309, 311—313

- Брауэр (Brauer, E.) 370, 372
 Брейс (Brace, D. B.) 37, 43
 Бриллюэн (Brillouin, Brillouin) Леон (р. 1889) 173, 406
 Бриллюэн (Brillouin, Brillouin) Марсель 172, 173, 295
 Бродский Г. А. 114
 Бройль де (De Broglie) Луи (р. 1892) 394—397, 403, 405, 406
 Бройль де (De Broglie) Морис (р. 1875) 106, 107 173, 326
 Броун (Braun, Brown) Роберт (1773—1858) 101
 Брэгг (Bragg) Уильям Генри (1862—1942) 8, 10, 113, 119, 171, 185—187, 198—203, 205, 206, 208, 306, 326, 337
 Брэгг (Bragg) Уильям Лоуренс (р. 1890) 8, 10, 171, 173, 202, 203, 205—209, 326, 337, 406
 Бунзен (Bunsen) Роберт Вильгельм (1811—1899) 141, 210
 Бурсиан Виктор Робертович (1886—1945) 341
 Бурскер Е. С. 139
 Бухерер (Bucherer) Альфред Генрих (1863—1927) 43, 44, 55, 56, 147
 Буш (Busch) Г. 364
 Бьеркнес (Bjerknes) Вильгельм Фриман Корен (1862—1951) 300
 Бьеррум (Bjerrum) Нильс (1879—1958) 214
 Бэр (Bär) Рихард (1892—1940) 126
 Вавилов Сергей Иванович (1891—1951) 51, 163, 289, 379
 Вагнер (Wagner) Е. 328, 329, 366
 Валуари (Valuari, G.) 128, 129
 Вальтер (Walter) Бернард 203
 Ван дер Бейль (Van der Bijl, H. I.) 128
 Ван дер Брук (Van der Broek) 192, 193, 225, 347
 Ван дер Ваальс (Van der Waals) (1837—1923) 10, 106
 Ван де Грааф (Van de Graaf, R. J.) 407
 Вант Гофф (Van't Hoff, J. H.) Якоб Гендрик (1852—1911) 8, 9, 105
 Варбург (Warburg) Эмиль (1846—1931) 156, 172, 234, 235, 257, 282, 283, 326, 366
 Васильев Александр Васильевич (1853—1929) 64
 Введенский Борис Алексеевич (1893—1969) 289
 Вебер (Weber) Вильгельм (1804—1891) 18, 32, 256, 257, 258
 Вейль (Weyl) Герман (1885—1955) 340
 Вейскопф (Weisskopf) Виктор 403
 Вейсс (Weiss) Пьер (1865—1940) 170, 173, 229, 257, 260—262
 Вейсс (Weiss) Христиан 237
 Венельт (Wehnelt) А. 296, 313
 Вернадский Владимир Иванович (1863—1945) 139, 237, 356
 Вертгеймер (Wertheimer) Е. 220
 Видеман (Wiedemann) Густав (1826—1899) 249—251, 255
 Вижье (Vigier, J. P.) 19, 405
 Визниевский (Wisniewski) Ф. 322
 Вильсон (Wilson) Гарольд Альберт 113, 116, 121, 122, 129
 Вильсон (Wilson) Уильям 316, 317, 395
 Вильсон (Wilson) Чарльз Томас Рис (1869—1959) 8, 111, 113, 129—133, 186, 355, 359, 360, 370, 372, 406
 Вин (Wien) Вильгельм (1864—1928) 10, 80, 117, 147—149, 152, 154, 155, 172, 183, 194, 198, 252, 254—256, 296, 330—332, 335
 Вин (Wien) Макс (1866—1938) 307—310
 Винд (Wind) Корнелий Харм (1867—1911) 143
 Винер (Wiener) Норберт (1894—1964) 404
 Винер (Wiener) Отто Генрих (1862—1927) 101
 Вихерт (Wiechert) Эмиль (1861—1928) 77, 112, 114, 170
 Вольфке (Wolfke) Мечислав 182, 183
 Вуд (Wood) А. Б. 358
 Вуд (Wood) Роберт (1868—1955) 217, 223, 266, 290, 316
 Вульф Георгий (Юрий) Викторович (1863—1925) 206—209
 Вульф (Wulf) Т. 116, 134
 Вустер (Wooster, W. A.) 358
 Гааз (Haas) Артур Эрих (1884—1941) 164, 213, 220
 Гааз де (de Haas) Иоханес Вандер (р. 1878) 173, 263, 386
 Габер (Haber) Фриц (1868—1934) 220
 Гага (Haga, Haga) Герман 143
 Газенорль (Hasenörl) Фридрих (1874—1915) 41, 42, 73, 100, 167, 168, 172, 213
 Галилей (Galilei) Галилео (1564—1642) 10, 74, 81, 82, 94, 312
 Гамбурцев Григорий Александрович (1903—1955) 289
 Гамильтон (Hamilton) Уильям Роуан (1805—1865) 64, 86, 89, 161, 173, 321, 322, 389, 403
 Гамов, Джордж 399, 405
 Ган (Hahn) Отто (1879—1968) 138, 139, 356, 357, 358, 409
 Гаррингтон (Harrington) Эртль Лесли 126
 Гассенди (Gassendi) Пьер (1592—1655) 236
 Гаудсмит (Goudsmit) Самуэл (р. 1902) 363, 388
 Гаусс (Gauss) Карл Фридрих (1777—1855) 60, 63, 96
 Гаюи (Aюи, Наюу) Рене Жюст (1743—1822) 236, 237
 Гегель (Hegel) Георг Вильгельм Фридрих (1770—1831) 60
 Геде (Gaede) Вольфганг (1878—1945) 342
 Гезехус Николай Александрович (1845—1918) 293
 Гейгер (Geiger) Ганс (1882—1945), 8, 100, 118—121, 129, 147, 158, 187, 192, 347, 357, 360, 394
 Гейзенберг (Heisenberg) Вернер (р. 1901) 170, 322, 378, 381—383, 388, 390, 393, 396, 398—406, 408
 Гейтель (Geitel) Ганс (1855—1923) 116, 127, 133, 134, 138
 Гейтлер (Heitler) Иозеф Ф. (1870—1923) 296
 Гейтлер (Heitler) Вальтер (р. 1904) 405
 Гельмгольц (Helmholtz) Герман (1821—1894) 11, 19, 23, 63, 64, 68, 96, 141, 275, 290
 Генри (Henry) 115

- Генриот (Henriot, E.) Э. 406
 Герлах (Gerlach) Вальтер (р. 1889) 330, 367, 368, 387
 Герни (Garney, Gurney, R. W.) 406
 Герцен (Herzen) Эдуард 173, 406
 Герц (Hertz) Генрих Рудольф (1857—1894) 41, 67, 76, 141, 222, 275, 296, 299, 300, 311
 Герц (Hertz) Густав (р. 1887) 8, 223, 226, 314—316, 338, 364, 365, 374
 Гесс (Hess) Виктор Франц (р. 1883) 134, 135, 359
 Гессель (Hessel) Фридрих Христиан (1796—1872) 237
 Гиббс (Gibbs) Джозайя Виллард (1839—1903) 98—101, 107, 108, 161, 162, 164, 165, 167
 Гизель (Gisel) Фридрих Оскар (1852—1927) 129
 Гильберт (Hilbert) Давид (1862—1943) 246
 Гильхрист (Gilchrist, L.) 125
 Глаголева-Аркадьева Александра Андреевна (1884—1945) 313
 Глестон (Glasstone) Самуэл 185
 Гоккель (Göckel, A.) 134
 Гольдштейн (Goldstein) Эуген (1950—1931) 194
 Гольст (Хольст, Holst, Helge) 210, 237
 Грассман (Grassmann) Герман (1809—1877) 61, 64, 89
 Грей (Gray, L. H.) 408
 Гринберг Григорий Абрамович (р. 1900) 341
 Гроссман (Grossmann) Марсель 86, 88, 90
 Грюнейзен (Grüneisen) (1877—1940) 239, 240, 243—245
 Гун (Gouy) Луи (1854—1926) 101, 103
 Гуше (Goucher F. S.) 316, 365
 Гуйгенс (Huygens) Христиан (1629—1695) 85, 236, 237, 312
 Гюн (Ги, Guye) Шарль Эуген (1866—1942) 57, 406
- Дарвин (Darwin) Джордж 208, 356
 Дебай (Debye) Питер (1884—1966) 100, 156, 161, 177, 209, 240—246, 265, 266, 320, 326, 327, 331, 337, 356, 368—370, 372, 406
 Дебьерн (Debierne) Андре (1874—1949) 110, 137, 140
 Декарт (Descartes) Рене (1596—1650) 59, 78, 274
 Деландр (Deslandres, H.) 264
 Демпстер (Dempster) Артур Джеффри (1886—1950) 344, 345
 Джермер (Germer) Лестер Халберт (р. 1896) 405
 Джинс (Jeans) Джеймс Холвуд (1877—1946) 100, 149, 152, 153, 161, 162, 168, 172, 240, 246, 250, 251, 323, 335, 397
 Джоуль (Джауль, Joule) Джеймс Прескотт (1818—1889) 11, 99, 251
 Дирак (Dirac) Поль Андриан Морис (р. 1902) 326, 402—404, 406, 407, 408
 Добронавов Николай Иванович (1891—1949) 341, 371, 372, 390
 Долезалек (Dolezalek) 116
 Донде де (De Donder) Т. 406
 Допплер (Doppler) Христиан (1803—1853) 50, 198
- Дорн (Dorn) Фридрих Эрнст (1848—1916) 137
 Дорфман Яков Григорьевич 298
 Друде (Drude) Пауль (1863—1906) 150, 248—252, 255, 266, 294, 300
 Дуддель (Duddell) В. 310, 311, 312
 Дэви (Davy) Гемфри (1788—1829) 18
 Дэвис (Davis) Вильям Моррис (1850—1934) 316, 365
 Дэвиссон (Davisson) Клинтон Джозеф (1881—1958) 396, 405, 406
 Дэшмен (Dushman, S.) 128
 Дюан (Дюэйн, Duane) Вильям (1872—1935) 329, 330, 366, 371
 Дюлонг (Dulong) Пьер Луи (1785—1838) 169, 238, 242, 247
 Дюринг (Düring) Евгений Карл (1833—1921) 68
- Евклид (IV—III вв. до н. э.) 59—61, 64
 Егоров Николай Григорьевич (1849—1919) 293
- Жамен (Jamin, J. C.) (1818—1886) 291
 Жоллио-Кюри (Joliot-Curie) Ирен (1897—1956) 407—409
 Жоллио-Кюри (Joliot-Curie) Фредерик (1900—1958) 407—409
- Зеелигер (Seeliger) Г. (1849—1924), 95
 Зеeman (Zeeman) Питер (1865—1943) 10, 39, 142, 173, 211, 235, 258, 259, 263—265, 290, 320, 363, 377, 378, 382, 385—388
 Зелени (Zeleny) Джон 110, 111
 Зеллмейер (Sellmeyer) Вильгельм (1836—1904) 292
 Зигбан (Siegbahn) Карл Манс Георг (р. 1886) 173, 209, 326, 327, 328, 337, 338
 Зидентопф (Siedentopf) 103
 Златовратский Николай Николаевич (1877—1926) 307
 Зоммерфельд (Sommerfeld) Арнольд (1868—1951) 8, 78, 141, 167—172, 174, 176—179, 180, 185, 187, 201, 246—248, 303, 395, 314, 316—329, 331, 337, 340, 341, 346, 362, 365—368, 370, 377, 378, 381, 383, 384—386, 389, 395
 Зоммерфельд (Sommerfeld) Р. 203
- Ив (Eve) А. С. 138
 Иваненко Дмитрий Дмитриевич (р. 1904) 45, 408, 409
 Ильин Борис Владимирович (1888—1964) 289, 341
 Иордан (Jordan) Паускаль 401—404
 Иоффе Абрам Федорович (1880—1960) 12, 100, 111, 125, 266—268, 289, 293—298, 340, 341, 366, 371, 372, 390
 Ишивара (Ischivara) Юн 317
- Кадеш (Kadesch) 366
 Кайзер (Kayser) Генрих (1853—1940) 211, 213
 Каммерлинг-Оннес (Kammerling-Onnes) Хейке (1853—1926) 10, 170, 172, 173, 177, 243, 251—253, 255, 261, 262
 Камерун (Кэмерен, Cameron, G. H.) 359
 Кант (Kant) Иммануил (1724—1804) 59, 60, 272
 Капица Петр Леонидович (р. 1894) 298

- Капцов Николай Александрович (1883—1966) 341
 Карман (Kármán) Теодор (1881—1963) 240, 242, 243
 Кауфман (Kaufmann) Вальтер (1871—1947) 40—42, 44, 52—57, 70, 112, 311
 Кеезом (Keesom) Виллем Гендрик (1876—1956) 177, 178, 255, 256
 Кеплер (Kepler) Иоганн (1571—1630) 10, 229, 236, 279, 280
 Керр (Kerr) Джон (1824—1907) 263, 264
 Кёниг (König) Вальтер (1859—1936) 313, 314
 Кирпичева Милица Викторовна (ум. 1923) 267
 Кирхгоф (Kirchhoff) Густав Роберт (1824—1887) 141, 210, 275, 278
 Кирш (Kirsch) Герхард (1890—1956) 356, 357
 Клапейрон (Clapeyron) Поль (1799—1864) 325
 Клаузиус (Clausius) Рудольф (1822—1888) 18, 32, 97—99, 240, 265
 Клеман (Clement) (ум. 1841) 119, 187
 Клеменчиц (Klemenčič) Игнатий (1853—1900) 312
 Клиффорд (Clifford) Уильям Кингдон (1845—1879) 64
 Книппинг (Knipping) Пауль (1883—1935), 202—204, 206, 244, 326, 365, 366
 Кнудсен (Knudsen) Мартин (1871—1949) 100, 172, 173, 283, 406
 Кокрофт (Cockcroft) Джон Дуглас (1897—1967) 407
 Коловрат-Червинский Лев Станиславович (1884—1921) 139, 356
 Кольрауш (Kohlrusch) Фридрих (1840—1910) 117
 Кольхёрстер (Kolhürster) В. 135
 Комптон (Compton) Артур Холли (1892—1962) 333, 336, 337, 341, 359, 368—372, 388, 390, 394, 395, 406
 Комсток (Comstock) Д. Ф. 78
 Конвей (Conway) Артур Уильям (1875—1950) 213, 214, 217, 232—234
 Кондон (Condon, E. U.) 405, 406
 Кондорский Евгений Иванович 289
 Константиновский (Konstantinowsky, D.) 125
 Коперник (Copernik) Николай (1473—1543) 10
 Корню (Cornu) (1841—1902) 264
 Коссель (Kossel) Вальтер (1882—1956) 209, 326—328, 337, 366, 372, 376
 Костер (Coster) 381
 Коттон (Cotton) А. 100, 263, 264
 Кох (Koch) Петер Пауль 203
 Крамерс (Kramers) Гендрик Антони (1894—1952) 210, 378, 379, 388, 390, 393, 394, 398, 399, 406
 Кранстон (Cranston) Д. 138, 357, 358
 Крацер (Kratzer) Адольф 402
 Крегор (Crehor) 217
 Крис (Kries) Иоганн Адольф (1853—1928) 163
 Кристоффель (Cristoffel) Элвин Бруно (1829—1900) 92
 Крониг (Kronig, R.) 387, 388, 398, 402
 Крукс (Crookes) Вильям (1832—1919) 8, 116, 117, 282, 306
 Крутков Юрий Александрович (1890—1952) 330, 331, 341, 390
 Крылов Алексей Николаевич (1863—1945) 78
 Кук (Cook, H. L.) 133, 134
 Кулон (Coulomb) Шарль Огюст (1736—1806) 347, 348, 352, 356
 Кундт (Kundt) Август (1839—1894) 282, 283, 291
 Кунц (Kunz, J.) 78
 Курчатов Игорь Васильевич (1903—1960) 409, 410
 Кюри (Curie) Жан 266
 Кюри (Curie) Пьер (1859—1906) 10, 12, 14, 15, 110, 116, 136, 138, 170, 237, 257—261, 265, 266, 294
 Лаборд (Labord, A.) 116
 Лав (Løve, Love, A. E. H.) (1863—1940) 67
 Лаванши (Lavanchy, C.) 57
 Лагранж (Lagrange) Жозеф Луи (1736—1813) 23, 69, 171
 Ладенбург (Ladenburg) Рудольф (1882—1952) 366, 376, 391, 392, 393, 399
 Лазарев Петр Петрович (1878—1942) 277, 282—284, 289, 341
 Ланге (Lange) Людвиг (1863—1936) 66, 67
 Ландау Лев Давидович (1908—1968) 258, 399
 Ланде (Landé) Альфред (р. 1888) 372—374, 377, 378, 382, 384—388
 Ландсберг Григорий Самуилович (1890—1957) 304
 Ланжевэн (Langevin) Поль (1872—1946) 34, 43, 44, 46, 48, 49, 78, 100, 114, 172, 173, 256, 258—262, 264, 265, 275, 306, 307, 396, 406
 Лаплас (Laplace) Пьер Симон (1749—1827) 92
 Лармор (Larmor) Джозеф (1857—1942) 12, 17—23, 28—35, 43, 44, 46, 48, 49, 72, 120, 142, 143, 162, 173, 210, 263, 323, 367, 378, 385, 387
 Лауб (Laub) 72
 Лаугвиц (Laugwitz) М. 286
 Лауэ (Laue) Макс (1879—1960) 8, 10, 12, 49, 72, 75, 78, 171, 185, 199, 202—206, 208, 244, 326, 368
 Лебедев Петр Николаевич (1866—1912) 12—14, 41, 51, 52, 268, 276, 287, 289, 304, 307, 312
 Лебон (Le Bon) Гюстав (1832—1917) 274, 275
 Леверье (Le Verrier) Урбен Жан Жозеф (1811—1877) 92
 Леви-Чивита (Levi-Civita) Туллино (1873—1941) 64, 89
 Левшин Вадим Леонидович (1896—1969) 289
 Лейбниц (Leibnitz) Готфрид Вильгельм (1646—1716) 59
 Ленард (Lenard) Филипп (1862—1947) 10, 11, 75, 76, 110, 112, 114, 155, 164, 171, 184, 185, 340
 Ленин Владимир Ильич (1870—1924) 15, 65, 269—276, 304
 Ленц (Lenz) Вильгельм 255, 346, 347
 Ленц Г. Э. (1833—1903)
 Лехер (Lecher) 310, 312
 Ли (Lie) Софус (1842—1899) 64

- Либен (Lieben, R.) 128
 Ли де Форест (Lee de Forest) (1873—1961) 128, 312
 Линдемман (Lindemann) Фредерик Александр 156, 169, 220, 238—240, 242—244, 342
 Липпман (Lippmann) Габриель (1845—1921) 10
 Лобачевский Николай Иванович (1792—1856) 60—65
 Лодж (Lodge) Оливер Джозеф (1851—1940) 27, 34, 275, 306
 Локьер (Lockyer) Джозеф Норман (1836—1920) 265
 Ломоносов Михаил Васильевич (1711—1765) 14, 99, 144, 268
 Лоренц (Lorentz, Lorentz) Гендрик Антон (1853—1928) 10, 12, 17—19, 21—28, 30, 31, 33—39, 42—49, 53, 55, 56, 70, 72, 74, 76, 80, 85, 87, 98—100, 142, 149—153, 161—165, 172, 173, 177, 210, 213, 250—252, 254—256, 262, 266, 290, 300, 331, 375, 406
 Лошмидт (Loeschmidt) Йозеф (1821—1895) 301, 325
 Лоуренс (Lawrence) Эрнест Орландо (1901—1958) 407
 Лукирский Петр Иванович (1894—1954) 298
 Лукреций, Тит Кар 99
 Луммер (Lummer) Отто (1860—1925) 148, 156
 Льюис (Lewis) Джильберт Ньютон (1875—1946) 372—374, 375
 Лэнгмюр (Langmuir) Ирвинг (1881—1957) 13, 14, 128, 129, 228, 373—375, 380, 406
 Маделунг (Madelung) Эрвин (р. 1881) 239, 243, 245
 Майер (Mayer) А. М. 145
 Майер (Mayer) Юлиус Роберт (1814—1878) 11, 68
 Майкельсон (Michelson) Альберт Абрахам (1852—1931) 10, 12, 21, 25, 27, 28, 31, 32, 36, 39, 43, 76, 78, 173, 264, 325
 Мак-Куллох (Mac-Cullagh) Джемс (1809—1847) 19, 31, 33, 34
 Мак-Леннан (Mc-Lennan) Джон Куннигем (1867—1935) 133
 Мак-Лорен (Mac-Loren) 262
 Максвелл (Maxwell) Джемс Клерк (1831—1879) 18—20, 25, 28—30, 31, 33, 34, 40, 41, 46, 47, 56, 70—72, 89, 97—99, 107, 109, 141, 149, 154, 162, 171, 182, 222, 250, 254, 262, 266, 275, 276, 280—283, 294, 296, 333
 Малов Николай Николаевич (р. 1903) 289
 Мандельштам Леонид Исаакович (1879—1944) 100, 298—304, 311—313
 Маркони (Marconi) Гулильмо (1874—1937) 10, 127, 300, 308, 310, 313
 Маркс (Marx) Карл (1818—1883) 15, 16, 68, 69
 Маркс (Marx) Эрих (1874—1956) 200
 Марсен (Marsden) Эрнест 189, 190—192, 347, 349, 350, 353
 Мах (Mach) Эрнст (1838—1916) 65, 67, 76, 81, 82, 83, 88, 89, 99, 270—273, 291, 399
 Махе (Mache) Генрих (1876—1954) 138
 Мейер (Meyer) Стефан (1872—1955) 138, 139, 356
 Мейер (Meyer) Эдгар 117—119, 140, 141
 Мейкл (Meikle, G. S.) 128
 Мейсснер (Meissner) Александр (1883—1958) 129, 312
 Мейтнер (Meitner) Лизе (1878—1968) 138, 356—358
 Менделеев Дмитрий Иванович (1834—1907) 145, 193, 197, 209, 375, 376, 381
 Мечников Илья Ильич (1845—1916) 9
 Мёллер (Möhler) Ф. Л. 365
 Мёссбауэр (Mössbauer) Р. 337
 Ми (Mie) Густав (1868—1957) 75, 76, 77, 88, 239, 240
 Миллер (Miller) Вильям Хэллоуз (1801—1880) 237
 Милликен (Millikan) Роберт Эндрюс (1868—1953) 8, 107, 121—126, 155, 173, 296, 297, 326, 338, 359, 366
 Минковский (Minkowski) Герман (1864—1909) 31, 46, 73—75
 Митчел (Mitchell) 265
 Михельсон Владимир Александрович (1860—1927) 148, 185
 Мозенгайл (Mosengeil, von) К. 72, 73
 Мозли (Moseley) Генри (1887—1915) 192, 193, 203, 208, 209, 216, 217, 234, 293, 305, 326, 327, 337, 347
 Морли (Morley) Эдуард Уильямс (1838—1923) 21, 27, 43
 Мортон (Morton) Уильям Блайр 43
 Моссоти (Mossotti) 80, 265
 Мошковский А. 340
 Мутон (Mouton, H.) 100, 263, 264
 Мысовский Лев Владимирович (1888—1939) 341, 356, 358, 359
 Мюллер (Müller) 330
 Набл (Nabl, J.) 100
 Нагаока (Nagaoka) Хантао (1865—1950) 147, 264
 Негели (Nägeli) Карл Вильгельм (1817—1891) 67, 68
 Неддермейер (Neddermeyer, S. H.) 360
 Нейман (Neumann) Карл Готфрид (1832—1925) 65, 79
 Нейман (Neumann) Франц Эрнест (1798—1895) 33, 237
 Нейман (Neumann, G.) 56
 Неклепаев Н. П. 277, 278, 307
 Нернст (Nernst) Вальтер (1864—1941) 156, 165, 167, 168—170, 172, 174, 176—179, 181, 214, 238—240, 242, 246, 247, 397, 398
 Никольсон (Nicholson) Джон Уильям 214, 220, 223, 224, 225, 372
 Нобель (Nobel) Альфред (1833—1896) 8
 Нобль (Noble) Г. Р. 37, 43
 Нордстром (Nordström) Гуннар (1881—1923) 85, 87
 Ньютон (Newton) Исаак (1643—1727) 10, 11, 51, 58, 59, 60, 64—66, 67, 68, 78, 79, 83, 89, 93—96, 174, 274
 Нэттолл (Nuttall, J. M.) 187, 217, 357
 Ознобишин (Osnobischin, von) Г. 291
 Оккалини (Occhialini G. P. S.) 408
 Ом (Ohm) Георг Симон (1787—1854) 127, 249
 Оппенгеймер (Oppenheimer) Роберт Юлиус (1904—1957) 409

- Оствальд (Ostwald) Вильгельм (1853—1932) 99, 269
 Отис (Otis, R. M.) 359
 Оуэнс (Owens) Роберт (1870—1940) 136
- Павлов Иван Петрович (1849—1936) 9, 10
 Папалекси Николай Дмитриевич (1880—1947) 114, 299—300, 312, 313
 Паули (Pauli) Вольфганг (1900—1958) 85, 235, 373, 374, 379, 381, 385—389, 398, 399, 402, 406, 407, 409
 Паульсен (Paulsen) В. 311, 312
 Пауэлл (Powell) Сесил Фрэнк (1903—1969) 276, 360
 Пашен (Paschen) Фридрих (1865—1947) 148, 213, 220, 264, 325, 326, 366, 382, 383, 386, 387
 Пельтье (Peltier J. Ch. A.) (1785—1845) 249, 250
 Перрен (Perrin) Жан (1870—1942) 101, 104—107, 147, 172, 173, 262
 Перрен (Perrin) Ф. 408
 Перье (Perrier) Альберт Леон 170
 Петерсон (Pettersen, H.) 356, 359
 Петрушевский Федор Фомич (1828—1904) 12
 Пикеринг (Pickering) Эдвард Чарльз (1846—1919) 215, 217, 221, 231
 Пильчиков Николай Дмитриевич (1857—1908) 139
 Пирсон (Pearson) Карл (1857—1936) 64
 Пифагор (ок. 580—500 до н. э.) 62, 63
 Планк (Planck) Макс (1858—1947) 8, 10—12, 42, 52—55, 57, 69, 72, 74, 76, 78, 83, 98—100, 108, 117, 120, 148, 150, 152—162, 164—170, 172—183, 202, 210, 212, 214, 216, 218—220, 228—232, 234, 238, 239, 242, 245—248, 266, 269, 296, 297, 300—302, 318, 326, 331, 332, 334—336, 338, 366, 395, 397, 398, 406
 Пойнтинг (Pointing) Джон Генри (1852—1914) 22
 Поль (Pohl) Роберт Вилхелм (р. 1884) 200, 203
 Попов Александр Степанович (1859—1905) 312, 313
 Попов С. А. 325
 Праут (Prout) Уильям (1785—1850) 346
 Предводителей Александр Саввич 182, 268, 289
 Престон (Preston, Th.) 264
 Прижбрам (Przibram) Карл 356
 Прингсгейм (Pringsheim) Эрнст (1859—1917) 148, 156
 Прис (Preese) Вильям Генри (1834—1913) 127
 Пти (Petit) Алексис Терез (1791—1820) 169, 238, 242, 247
 Пуанкаре (Poincaré) Анри (1854—1912) 31, 36, 37, 44—47, 49, 64, 172, 173, 174, 275
 Пуанкаре (Poincaré) Льюисен (1862—1920) 274, 275
 Пуассон (Poisson) Симеон Дени (1781—1840) 86, 92, 93, 96, 241, 242
 Пуччианти (Puccianti) 291
- Разетти (Rasetti) Ф. 408
 Раман (Raman) Чандрасекара Венката (р. 1888) 304
 Рамзай (Ramsay) Уильям (1852—1916) 275
- Ребиндер Петр Александрович (р. 1898) 289
 Регенер (Regener) Эрих (1881—1955) 117—119, 121, 158
 Резерфорд (Rutherford) Эрнст (1871—1937) 8, 10, 31, 54, 100, 110, 111, 113, 115, 116, 118—122, 133, 135—138, 144, 147, 158, 172, 173, 185, 187, 189, 191—193, 208—210, 214, 215—219, 225, 227—229, 234, 305, 306, 312, 338, 339, 341, 342, 346—356, 358, 372, 407
 Рей (Rey) Абель (1873—1940) 274
 Рейхе (Reiche) Фриц 174, 183, 392, 393
 Рентген (Roentgen) Вильгельм Конрад (1845—1923) 8, 9, 10, 110, 143, 267, 293—295, 391
 Реньо (Regnault) Анри Виктор (1810—1878) 101
 Ржевкин Сергей Николаевич 289
 Риги (Righi) Аугусто (1850—1921) 275, 299
 Ридберг (Rydberg) Иоганн (1854—1919) 210—213, 215, 220, 221, 229—231, 233, 234, 235, 236, 317, 320, 325, 327, 362, 363, 382, 383, 384
 Рикке (Ricke) Э. (1845—1915) 248, 250, 252
 Риман (Rieman) Бернхард (1826—1860) 61—63, 78, 92, 96
 Рисс (Riess) Петер Теофил (1805—1883) 299
 Ритц (Ritz) Вальтер (1878—1909) 78, 210, 212, 213, 215, 220, 221, 230, 328, 382, 383, 384
 Рихард (Richarz, J.) 313
 Ричардсон (Richardson) Оуэн Вильямс (1879—1952) 100, 113, 127, 173, 254, 264, 406
 Ричардсон, Ч. 217
 Риччи-Курбастро (Ricci-Curbastro) Грегорио (1853—1925) 64, 89
 Робинсон (Robinson) Джеймс 217
 Рожанский Дмитрий Аполлинарьевич (1882—1936) 129
 Рождественский Дмитрий Сергеевич (1876—1940) 266, 268, 289—293, 340, 341, 375, 377, 378, 382, 383, 390
 Романов Вячеслав Ильич (1880—1954) 341
 Роуланд (Rowland) Генри (1848—1910) 212
 Рубенс (Rubens) Генрих (1865—1922) 149, 156, 172, 243, 250, 285, 286, 287
 Рубинович (Rubinowicz) А. 362—364
 Рунге (Runge) Карл (1856—1927) 211, 213, 264
 Рэлей (Rayleigh) Джон Вильям (1842—1919) 10, 37, 43, 113, 150—154, 161, 162, 168, 172, 212, 246, 250, 251, 254, 277, 279, 300, 301, 303, 335
- Садовский Александр Иванович (1859—1920) 364
 Саккур (Sackur) О. (1880—1914) 175, 176, 177—182, 247, 248, 318, 397, 398
 Сезерленд (Sutherland) 239, 280
 Семенов Николай Николаевич (р. 1896) 141, 298
 Семенов Владимир Ксенофонович 289
 Симон (Simon, A. W.) Альфред 370, 371, 394
 Симон (Simon) Герман 54, 310, 311
 Сирль (Searle G. F. C.) 43

- Ситтер де (De Sitter) Уильям (1872—1934) 78
- Скłodовская-Кюри (Skłodowska-Curie) Мария (1867—1934) 9, 10, 14, 15, 116, 134—136, 138, 172, 173, 186, 192, 193, 355, 358, 406
- Скобелыцын Владимир Владимирович (1863—1947) 295
- Скобелыцын Дмитрий Владимирович (р. 1892) 341, 359, 360, 372, 407, 408
- Слоан (Sloan) 407
- Слэтер (Slater) 390, 393, 394
- Смекаль (Smekal) А. 372
- Смолуховский (Smoluchowski) Мариан (1872—1917) 99, 100, 101, 103, 104, 106, 107, 114, 177, 282, 302
- Содди (Soddy) Фредерик (1877—1956) 115, 116, 117, 135, 137, 138, 193, 198, 227, 339, 357, 358
- Соколов Алексей Петрович (1854—1928) 139, 285
- Сольвей (Solvay) Эрнст (1838—1922) 172, 173
- Спаский Борис Иванович 268
- Станкевич Борис Вячеславович (1860—1917) 100
- Старосельская-Никитина Ольга Андреевна (р. 1884—1969) 356
- Стенсен (Stensen) Николай (1631—1686) 236
- Стефан (Stefan) Йозеф (1835—1903) 73, 148, 149, 152, 242, 366
- Стокс (Stokes) Джордж Габриэль (1819—1903) 11, 33, 105, 113, 123, 124, 126, 155, 200, 278
- Столетов Александр Григорьевич (1839—1896) 155, 268
- Стойей (Stoney) Джонстон (1826—1911) 11, 141, 142, 212
- Стойер (Stoner) Эдмунд Клифтон 389
- Тамм Игорь Евгеньевич (р. 1895) 341, 408, 409
- Таунсенд (Townsend) Джон (1868—1957) 110
- Теодорчик Казимир Францевич (ум. 1968) 289
- Тетроде 175, 176, 177, 178, 255
- Тимирязев Аркадий Климентьевич (1880—1955) 33, 100, 281—283, 289
- Тимирязев Климент Аркадьевич (1843—1920) 281
- Толмен (Tolmen) Ричард Чейс (1881—1948) 78
- Томас (Thomas L. H.) 388
- Томсон (Thomson) Джозеф Джон (1856—1940) 8, 10, 12, 34, 35, 39, 40, 42, 54, 109—117, 120, 122, 130, 142—147, 149—153, 162, 164, 170, 189, 190, 192—198, 201, 216—218, 220, 224, 226, 227, 232, 234, 249, 250, 252, 258, 275, 295, 306, 338, 340, 342, 343, 345, 369, 376
- Томсон (Thomson) Джордж Паджет (р. 1892) 405, 406
- Томсон (Thomson) Кельвин Уильям (1824—1907) 11, 20, 33, 34, 144, 169, 249—251, 275
- Траутон (Trouton) Фредерик Томас (1863—1922) 37, 43
- Уайт (White) 17, 33
- Уайттеккер (Whittaker) Эдмунд Тейлор (1873—1956) 46, 143, 185, 374, 375
- Умов Николай Алексеевич (1846—1915) 174, 179, 182, 284, 287
- Уатсон (Watson, Watson H. W.) 100
- Уолтон (Walton, E. T. S.) 407
- Фабри (Fabry) Шарль (1867—1945) 325
- Фарадей (Faraday) Майкл (1791—1867) 18—20, 34, 71, 72, 79, 106, 117, 126, 141, 263, 267, 325, 375
- Фаулер (Fowler) Альфред (1868—1940) 215, 217, 221, 231, 383, 406
- Фаянс (Fajans) Казимир (р. 1887) 137, 138, 193, 227
- Феддерсен (Feddersen) Беренд Вильгельм (1832—1918) 287
- Федоров Евграф Степанович (1853—1919) 237
- Фейербах (Feuerbach) Людвиг Андреас (1804—1872) 273
- Ферма (Fermat) Пьер (1601—1655) 395
- Ферми (Fermi) Энрико (1901—1954) 409
- Фершафелт (Verschaffelt J. E.) 173, 406
- Фёппль (Föppl) Август (1854—1924) 67, 372
- Физо (Fizeau) Ипполит Луи (1819—1896) 26, 31
- Фитцджеральд (Fitzgerald) Джордж Френсис (1851—1901) 27, 31, 36, 37, 46, 48, 74, 76, 279, 280
- Флеминг (Fleming) Джон Амброс (1849—1945) 127, 128, 300, 312
- Флетчер (Fletcher) Гарвей 107
- Фогт (Voigt, Voigt) Вольдемар (1850—1919) 258, 264, 290, 300
- Фок Владимир Александрович (р. 1898) 404, 406, 408
- Фоккер (Fokker) Адриан Даниэль 39, 256
- Франк (Frank) Джеймс (1882—1964) 8, 223, 226, 314—316, 338, 364, 365, 366, 374
- Франклин (Franklin) Бенджамин (1706—1790) 251
- Франц (Franz) Р. 249—251, 255
- Френель (Fresnel) Огюст Жан (1788—1827) 18, 26, 31, 33, 286
- Френкель Яков Ильич (1894—1952) 298, 338, 408
- Фридман Александр Алкесандрович (1888—1925) 96, 341
- Фридрих (Friedrich) Вальтер (1883—1968) 202—204, 206, 244, 326
- Фриш (Frisch) Отто, 356
- Фриш Сергей Эдуардович 408
- Фурие (Fourier) Жан Батист Жозеф (1788—1830) 141, 150, 151, 221, 240, 361, 400
- Фурнье (Fournier) 407
- Фут (Foote) Паул Дарвин 365
- Хаген (Hagen, Hagen) Э. 149, 250, 285, 287
- Хант (Hunt F. L.) 329, 330
- Хартри (Hartree, D. R.) 406
- Хвольсон Орест Данилович (1852—1934) 126, 157, 185, 339, 366, 371, 382
- Хевеши (Hevessy) Георг (р. 1885) 192, 193, 381
- Хевисайд (Heaviside) Оливер (1850—1925) 40, 42
- Хейл (Gаль, Hale) Джордж Эллери (1868—1938) 264, 265, 280

- Хеннигс (Hennigs) 366
 Хлопин Виталий Григорьевич (1890—1950) 356
 Хогг (Hogg, Y. L.) 282
 Холл Эдвин Герберт (Hall) (1855—1938) 249—251
 Хаббл (Hubble, E.) 96
 Хэлл (Hull) Гордон Ферри 329
- Цейсс (Zeiss) Карл 339
 Цернер (Zerner, F.) 125
 Ценнек (Zenneck) Ионатан (1871—1959) 80, 129, 313
- Чайльд (Child, C. D.) 128
 Чатток (Chattock, A. P.) 111
 Чедвик (Chadwick) Джеймс (р. 1891 г.) 193, 305, 347—349, 354, 355, 359, 405, 406
 Чижов П. И. 358
 Чугаев Лев Александрович (1873—1922) 145, 146
- Шапошников Константин Николаевич 364, 397, 398
 Шварцшильд (Schwarzschild) Карл (1873—1916) 235, 278, 321, 322, 337
 Швейдлер (Schweidler) фон Эгон (1873—1948) 100, 110, 116, 117, 138, 140
 Шеель (Scheel) Карл (1866—1936) 339
 Шеллинг (Schelling) Фридрих Вильгельм 1775—1854) 269
 Шенфлис (Scheonfliss) Артур (1853—1928) 237
 Шеррер (Scherrer) П. 209, 326, 327, 368
 Шефер (Schaefer) Клеменс 286
 Шидлов (Schidloff) А. 220
 Шиловский Константин 306
 Шлёмилх (Schlömlich) 312
 Шмидт (Schmidt) Гергард Карл Нафанаил 136
 Шмидт Ядвига Ричардовна 366
 Шоттки (Schottky) 128
 Шпольский Эдуард Владимирович 289
 Шредингер (Schrödinger) Эрвин (1887—1960) 235, 258, 322, 381—383, 396, 403, 404, 406
 Штарк (Stark) Иоганн (1874—1957) 42, 54, 55, 100, 156, 162—164, 170, 198, 200, 201, 215, 234, 235, 320—322, 338, 340, 363, 403
 Штерн (Stern) Отто (р. 1888) 175, 177, 179, 367, 368
 Штрассман (Strassmann) Отто 357, 409
 Штрейнц (Streintz) 66, 67
- Шулейкин Василий Владимирович (р. 1895) 289
 Шустер (Schuster) Артур (1851—1934) 212
- Эванс (Evans) 217, 231
 Эдельманн (Edelmann) Макс Томас (1845—1913) 277
 Эдисон (Edison) Томас Альва (1847—1931) 127
 Эдлефсен (Edlefesen, N. E.) 407
 Эйзенманн (Eisenmann) К. 180, 181
 Эйкен (Euken) Ариольд (1884—1950) 243, 244
 Эйшпори (Einsporn) 365
 Эйнштейн (Einschtein) Альберт (1879—1955) 7, 8, 10, 12, 19, 20, 30, 31, 35; 36, 38, 42, 44—53, 55—58, 63, 67, 69—73, 75—78, 80—104, 106, 107, 141, 144, 153—160, 162, 164, 165, 167, 168, 170—172, 179, 181, 183, 201, 215, 217, 238—244, 263, 280, 285, 296, 297, 302, 305, 306, 314, 323, 329—340, 366, 368, 369, 386, 390—392, 396—398, 405, 406
 Эйхенвальд Александр Александрович (1864—1944) 268
 Эллис (Ellis), Ч. Д. 358
 Эльстер (Elster) Юлиус (1854—1920) 116, 127, 133, 134
 Энгельс Фридрих (1820—1895) 15, 16, 67—69, 270, 271, 273
 Эппинус Франц Ульрих Теодор (1724—1802) 144
 Эпштейн (Epstein) П. С. 177, 235, 320—322, 337
 Эренгафт (Ehrenhaft) Феликс (1879—1952) 106, 125, 297
 Эренфест (Ehrenfest) Павел Сигизмундович (1880—1933) 11, 99, 100, 153, 160, 161, 173, 305, 314, 318, 330—332, 337, 341, 371, 381, 382, 388, 390
 Этвеш (Eötvös) Лоранд (1848—1919) 82
- Юинг (Ewing) Джеймс Альфред (1855—1935) 257
 Юкава Хидэки (р. 1907) 409
 Юленбек (Уленбек, Uhlenbeck, G. E.) 368, 388
 Юм (Hume) Давид (1711—1766) 60, 272
 Юнг (Young) Чарлз Огастес (1834—1908) 265
- Якоби (Jacobi) Карл Густав Якоб (1804—1851) 321, 322, 389
 Яковлев Константин Павлович 139, 280
 Яноши (Janossi) Л. 405

Кудрявцев П. С.

К 88 История физики. т. III. От открытия квант до квантовой механики. М., «Просвещение», 1971.

424 с. с илл.

Книга охватывает период развития физики первой четверти XX в. от открытия квант до создания квантовой механики.

2-3-1

Б 3 № 37 — 1971 — № 19

Павел Степанович Кудрявцев

ИСТОРИЯ ФИЗИКИ

ТОМ III

Редактор *Т. М. Михалкевич*

Переплет художника *С. М. Мельцера*

Художественный редактор *А. В. Сафонов*

Технический редактор *И. В. Кзасницкая*

Корректор *М. В. Голубева*

Сдано в набор 7/IV 1969 г. Подписано к печати 31/VII 1970 г. 70×108^{1/16}. Бумага тип. № 1. Печ. л. 26,5. Услов. л. 37,10. Уч.-изд. л. 37,07. Тираж 23 тыс. экз. (Пл. 1970 г. Б 3 № 37 — 1970 — № 19.) А03775. Заказ 2435.

Издательство «Просвещение» Комитета по печати при Совете Министров РСФСР. Москва, 3-й проезд Марьиной рощи, 41. Типография им. Х. Хейдеманна.

Цена без переплета 1 р. 11 коп., переплет 18 коп.